Министерство науки и высшего образования Российской Федерации

Национальный исследовательский
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

Труды
XXX научной конференции
по радиофизике,

посвященной 125-летию со дня рождения
А.А. Андронова

Нижний Новгород, 13—31 мая 2026 г.

Нижний Новгород
Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского
2026

УДК 537.86 + 621.3
ББК 3841
Т-78

Редколлегия:
В.В. Матросов (отв. ред.), М.А. Мищенко (зам. отв. ред.), Г.А. Баженова (отв. секр.), М.И. Бакунов, С.Н. Гурбатов, А.В. Калинин, Ал.В. Калинин, А.В. Кудрин, А.А. Мальцев, А.В. Маругин, С.В. Оболенский, И.С. Павлов, Л.Ю. Ротков, Б. Спаньоло (Италия), А.Л. Умнов, Е.С. Фитасов

Т-78 **Труды XXX научной конференции по радиофизике, посвященной 125-летию со дня рождения А.А. Андронова** (Нижний Новгород, 13—31 мая 2026 г.). Нижний Новгород: ННГУ, 2026. – 659 с.

ISBN 978-5-908050-17-3

В сборник включены материалы докладов XXX научной конференции по радиофизике, проходившей 13—31 мая 2026 г. на радиофизическом факультете Национального исследовательского Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского (ННГУ) с участием иностранных докладчиков. Тематика докладов охватывает основные научные направления, развиваемые на факультете.

Работы выполнены сотрудниками, аспирантами и студентами ННГУ, а также сотрудниками научно-исследовательских институтов и высокотехнологичных предприятий Нижнего Новгорода.

Издаётся по решению ученого совета радиофизического факультета ННГУ

ISBN 978-5-908050-17-3

УДК 537.86 + 621.3
ББК 3841

© Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, 2026

Ministry of Science and Higher Education
of the Russian Federation

National Research
Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod

Proceedings of the XXX Scientific Conference on Radiophysics

devoted to the 125th Anniversary
of A.A. Andronov's Birth

Nizhny Novgorod, May 13—31, 2026

Nizhny Novgorod
Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod
2026

Proceedings of the XXX Scientific Conference on Radiophysics devoted to the 125th Anniversary of A.A. Andronov's Birth (Nizhny Novgorod, May 13—31, 2026). Nizhny Novgorod: UNN, 2026. – 659 p.

Editorial Board:
V.V. Matrosov (Editor-in-Chief), M.A. Mischenko (Executive Editor), G.A. Bazhenova (Secretary), M.I. Bakunov, S.N. Gurbatov, A.V. Kalinin, Al.V. Kalinin
A.V. Kudrin, A.A. Mal'tsev, A.V. Marugin, S.V. Obolensky, L.Yu. Rotkov, I.S. Pavlov,
B. Spagnolo (Italy), E.S. Fitasov and A.L. Umnov

The proceedings include the papers presented at the 30th Conference on Radiophysics (May 13—31, 2026, Nizhny Novgorod), which was organized by the Faculty of Radiophysics of the National Research Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod. The scope of the conference covers all main research directions of the faculty.

The papers were contributed by scientists and students of the university, researchers from the academic institutes and hi-tech companies of Nizhny Novgorod, and foreign participants. The proceedings have been approved by the Academic Council of the Faculty of Radiophysics.

Труды XXX научной конференции по радиофизике

СЕКЦИЯ «ЭЛЕКТРОДИНАМИКА»

Председатель – А.В. Кудрин, секретарь – О.В. Мартынова.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

АНАЛИЗ САМОСОГЛАСОВАННОГО ТРАНСПОРТА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ПЛАЗМЕ С МИКРОТУРБУЛЕНТНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ. ПРИЛОЖЕНИЯ К СОЛНЕЧНЫМ ВСПЫШКАМ

Н.А. Емельянов[1, 2], Вл.В. Кочаровский[1]

[1] ИПФ РАН
[2] ГАО РАН

Возбуждение в плазме сильных турбулентных флуктуаций электрических и магнитных полей вследствие развития в ней различных неустойчивостей является одним из основных факторов, приводящих к появлению аномальных транспортных свойств среды, таких как вязкость, электро- и теплопроводность, часто значительно отличающихся от «классических» значений, определяемых парными столкновениями частиц. Турбулентное состояние особенно характерно для космической плазмы [1], которая, как правило, является бесстолкновительной, и потому в ней возможно возникновение широкого класса неустойчивостей, в частности кинетических. Таким образом, множество космических и астрофизических явлений оказываются тесно связаннымм с турбулентными процессами, а для их анализа и интерпретации требуется рассмотрение взаимодействия частиц с турбулентными флуктуациями. Примерами таких явлений могут служить магнитосферные бури [2] и солнечные вспышки [3], являющиеся проявлением возникающего в токовых слоях при турбулентном магнитном пересоединением [1,2] аномального электрического сопротивления, или формирование в космической и астрофизической плазме бесстолкновительных ударных волн [4] вследствие появления в ней турбулентной вязкости, а также сопутствующее стохастическое ускорение частиц [3, 4].

Изучению турбулентности в космической и лабораторной плазме, а также аномальных свойств среды, обусловленных ею, посвящено большое количество статей и монографий (см, например, [5]). Также во множестве работ (см, например, [4]), в основном посвященных диффузии космических лучей в галактическом и межпланетном пространстве, проводилось исследование движения заряженных частиц в турбулентном магнитном поле. При этом движение пробных зарядов, как правило, рассматривается независимым образом, а влиянием коллективных эффектов пренебрегается, что связано с большой энергией и низкой плотностью космических лучей. Однако данный подход в общем случае является неоправданным при рассмотрении переноса в турбулентной плазме ансамбля низкоэнергичных частиц (в роли которого, в частности, может выступать одна из компонент плазмы) с достаточно большой концентрацией. В этом случае рассеяние частиц на магнитных флуктуациях нельзя считать независимым. Учет конечной концентрации ансамбля пробных зарядов приводит к появлению значительных токов поляризации, уменьшающих эффективное влияние рассеивающего поля. В таком случае процесс рассеяния частиц становится, строго говоря, нелинейным и требует самосогласованного подхода к описанию, аналогичному использующемуся при рассмотрении интеграла столкновений Балеску-Ленарда [6].

В работе дан анализ самосогласованного аномального транспорта пробных заряженных частиц в плазме с мелкомасштабной магнитной турбулентностью. С помощью кинетического подхода исследовано влияние коллективных эффектов на

формирование аномальной угловой диффузии частиц, обусловленной их рассеянием на магнитных флуктуациях, и процесс стохастического ускорения частиц.

Распространение ансамбля пробных частиц в турбулентной плазме

При исследовании аномального сопротивления в плазме, как правило, рассматривается взаимодействие частиц с потенциальными флуктуациями. Однако при движении частиц в турбулентном магнитном поле их траектории становятся стохастичными [7], что также приводит к появлению необратимости и диссипации в среде и, соответственно, возникновению аномального сопротивления. Некоторые лабораторные измерения [8] и данные космических наблюдений [2] указывают на то, что возникновение аномальной проводимости часто вызывается низкочастотными электромагнитными или квазимагнитостатическими турбулентными полями.

Основной характеристикой, определяющей транспортные свойства среды, в том числе и ее проводимость, является эффективная частота рассеяния. Для ее нахождения рассмотрим движение пробного ансамбля заряженных частиц в плазме, в которой в результате развития какой-либо кинетической неустойчивости (например, зеркальной, вейбелевской или шланговой [9]) возбуждена мелкомасштабная магнитная турбулентность. Используя кинетическое приближение, можно записать следующую систему уравнений:

$$\begin{cases} \dfrac{\partial F}{\partial t} + \boldsymbol{v}\cdot\dfrac{\partial F}{\partial \boldsymbol{r}} + \dfrac{q}{m}\left\{\boldsymbol{E} + \dfrac{1}{c}(\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B})\right\}\cdot\dfrac{\partial F}{\partial \boldsymbol{v}} = 0, \\ \nabla^2\boldsymbol{A} - \dfrac{1}{c^2}\dfrac{\partial}{\partial t}\widehat{\varepsilon_t}\dfrac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial t} = -\dfrac{4\pi}{c}\boldsymbol{j}^{(ext)}. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь $F(t,\boldsymbol{r},\boldsymbol{v})$ – функция распределения пробных частиц, qи m – их соответствующие электрический заряд и масса, $\boldsymbol{j}^{(ext)}$ – плотность турбулентного электрического тока, заданного сторонними источниками, $\widehat{\varepsilon_t}$ – интегральный оператор поперечной диэлектрической проницаемости, $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{B}$ – электрическая напряженность и магнитная индукция турбулентных флуктуаций, а величина $\boldsymbol{A}$ – соответствующий векторный потенциал, определяемый соотношениями $\boldsymbol{E} = -(1/\mathrm{c})\partial\boldsymbol{A}/\partial t$, $\boldsymbol{B} = \nabla\times\boldsymbol{A}$. Наличием потенциальных возмущений будем пренебрегать, а средние значения полей предполагать отсутствующими, т.е. $\langle\boldsymbol{E}\rangle$, $\langle\boldsymbol{B}\rangle = \boldsymbol{0}$. Также будем предполагать, что турбулентность является достаточно слабой, так что выполнено условие $\overline{r_g} \gg \lambda_{cor}$, где λ_{cor} – характерная корреляционная длина квазимагнитостатических флуктуаций, а $\overline{r_g}$ – гирорадиус тепловых частиц, отнесенный к среднеквадратичному значению магнитного поля $\overline{B}_T$. В таком случае рассеяние частиц является слабым и представляет собой медленную угловую диффузию. Это позволяет использовать квазилинейное приближение и получить уравнение для усредненной функции распределения частиц, аналогичное хорошо известному уравнению Фоккера-Планка [6] с эффективным тензором диффузии в пространстве скоростей.

Используя стандартную процедуру вывода квазилинейного уравнения и считая магнитную турбулентность стационарной и изотропной, можно прийти к следующему выражению для тензора скоростной диффузии:

$$\hat{\mu}_{\alpha\beta} = \frac{2\pi}{3}\left(\frac{4\pi q}{mc^2}\right)^2 \frac{\mathcal{E}}{m}\int \frac{k_\alpha k_\beta}{k^2}\frac{\overline{j^2}(k)}{|\Lambda(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{u},k)|^2}\frac{\delta(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{v})}{k^2}\frac{d^3k}{(2\pi)^3}, \qquad (2)$$

где $\mathcal{E}$ – кинетическая энергия пробных частиц, $\boldsymbol{u}$ – средняя дрейфовая скорость ансамбля, k – волновое число турбулентных флуктуаций, а $\overline{j^2}(k)$ – соответствующее спектральное распределение плотности электрического тока сторонних источников. Величина Λ связана с поперечной диэлектрической проницаемостью соотношением $\Lambda(\omega,k) = 1 - \frac{\omega^2}{k^2c^2}\varepsilon_t(\omega,k)$ и ответственна за учет коллективных эффектов в процессе рассеяния.

Наличие конечной дрейфовой скорости ансамбля пробных частиц $\boldsymbol{u}$ определяющей средний ток в плазме, приводит к эффективной анизотропии среды, что выражается в появлении в аргументе Λ – функции скалярного произведения $\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{u}$. Рассматривая случай ансамбля пробных частиц с максвелловским распределением по скоростям и предполагая, что спектральная плотность магнитных флуктуаций является достаточно локализованной, можно существенно упростить выражение (2) и прийти к простой формуле для скалярной величины коэффициента угловой диффузии частиц, имеющего следующий вид:

$$\mu(\mathcal{E},\theta) \approx \frac{1}{6}\bar{\omega}_B^2\sqrt{\frac{\mathcal{E}}{2m}}\frac{\lambda_{cor}}{\sqrt{1+(\lambda_{cor}\varkappa_s)^4\,sin^2(\theta)}}. \qquad (3)$$

Здесь $\bar{\omega}_B^2$ – квадрат гирочастоты частиц, определяемой по среднеквадратичному значению турбулентного магнитного поля $\bar{B}_T$, а параметр $\varkappa_s = (\pi/2)^{1/4}\omega_p/c\sqrt{u/v_T}$ определяет величину эффекта экранировки турбулентных токов, возникающего в результате учета коллективных эффектов в выражении (2). Из полученной формулы (3) для модифицированного коэффициента угловой диффузии ясно видно, что коллективный эффект при рассеянии частиц проявляется в подавлении этой диффузии и, соответственно, увеличении эффективной длины свободного пробега частиц, а также возникновении анизотропии рассеяния частиц, выражающейся в зависимости величины μ от угла θ, где θ – угол между направлением скорости пробной частицы и направлением дрейфовой скорости.

Разделив найденное выражение (3) на квадрат скорости частицы и проинтегрировав по углу θ, приходим к искомой формуле для эффективной частоты рассеяния $\upsilon_{eff} \approx (1/3\pi)\bar{\omega}_B^2\lambda_{cor}K\left(\frac{\xi^4}{1+\xi^4}\right)/v\sqrt{1+\xi^4}$, где величина $\xi = \lambda_{cor}\varkappa_s$, а $K(\dots)$ – полный эллиптический интеграл первого рода.

Турбулентное ускорение частиц

В случае, когда турбулентность не является строго магнитостатической и имеются временные флуктуации поля, возникает диффузия частиц по энергиям, приводящая к их стохастическому ускорению. Влияние коллективных эффектов при этом также может играть существенную роль, в частности приводить к подавлению ускорения частиц при взаимодействии с крупномасштабными гармониками, для которых длина волны

превышает скиновый масштаб, т.е. c/ω_p. В описанном случае более существенным оказывается ускорение мелкомасштабными флуктуациями.

Для нерелятивистского изотропного распределения частиц по скоростям соответствующий коэффициент энергетической диффузии можно записать в виде

$$\mu_{||}(\beta) = \frac{1}{3}\left(\frac{4\pi q}{mc^2}\right)^2 c \int_0^{+\infty} \Phi\,(k)\, G_k(\beta)\frac{dk}{2\pi k}, \qquad (4)$$

где $\beta = v/c$ – нормированная скорость частиц, $\Phi(k)$ – спектральное распределение флуктуаций турбулентного поля по значениям волнового вектора, а $G_k(\beta)$ – безразмерная функция, определяющая эффективность стохастического ускорения, зависящая как от энергии частиц, так и от конкретного вида спектра временных корреляций турбулентности. В частности, для модели так называемого «случайного сметания» [4] функция $G_k(\beta)$ принимает вид

$$G_k(\beta) = \frac{\beta^2 kc\tau_{cor}}{\sqrt{\pi}} \int_0^1 \frac{x^2\sqrt{1-x^2}}{|\Lambda(x\beta,k)|^2} exp(-x^2\beta^2k^2c^2\tau_{cor}^2)\, dx, \qquad (5)$$

где величина $\tau_{cor}(k)$, входящая в это выражение, определяет характерное время корреляций флуктуаций поля с волновым числом k. В отсутствие влияния экранировки функция $G_k(\beta)$ имеет характерный максимум в окрестности точки $\beta \sim 1/kc\tau_{cor}$, определяющей энергию наиболее эффективно ускоряющихся частиц (при заданном волновом числе), однако наличие экранирующего фактора может приводить к существенному сдвигу максимума в более энергичную область, в том числе в область релятивистских скоростей, не рассматривающихся в данной работе (в этом случае корректное описание режима ускорения требует отдельного исследования).

Полученные результаты представляют интерес для широкого класса задач в физике космической плазмы, в частности для изучения энергичных явлений в солнечной короне, таких как солнечные вспышки, во время которых возникновение кинетических неустойчивостей и формирование мелкомасштабной магнитной турбулентности, являющейся важный фактором как для возникновения аномальной проводимости корональной плазмы, так и для стохастического ускорения частиц, представляется весьма вероятным.

Работа выполнена в рамках гранта Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС» № 24-1-1-97-5.

[1] Matthaeus W.H., Velli M. // Space Sci. Rev. 2011. Vol. 160, no. 1. P. 145.
[2] Graham D.B. et al. // Space Sci. Rev. 2025. Vol. 221, no. 1. P. 20.
[3] Benz A.O. // Living Rev. Sol. Phys. 2017. Vol. 14, no. 1. P. 2.
[4] Shalchi A. Nonlinear cosmic ray diffusion theories. – Berlin: Springer, 2009. Vol. 362.
[5] Цытович В.Н. Теория турбулентной плазмы. – М.: Атомиздат, 1971.
[6] Лифшиц М.Е., Питаевский Л.П. Физическая кинетика. – М.: Наука, 1979.
[7] Numata R. // Phys. Plasmas. 2025. Vol. 32, no. 6.
[8] H. Ji et al. // Phys. Rev. Lett. 2004. Vol. 92. P. 115001.
[9] Hasegawa A. Plasma instabilities and nonlinear effects. – New York: Springer Science & Business Media, 2012.

АНОМАЛЬНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ И АНИЗОТРОПНЫЙ ПЕРЕНОС ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛАЗМЕ С МАГНИТОСТАТИЧЕСКОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТЬЮ, ОБУСЛОВЛЕННОЙ ВЕЙБЕЛЕВСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТЬЮ

М.А. Гарасев[1)], Н.А. Емельянов[1, 2)], А.А. Кузнецов[1)], А.А. Нечаев[1)], Е.А. Широков[1)], Вл.В. Кочаровский[1)]

[1)] ИПФ РАН
[2)] ГАО РАН

Введение

В достаточно горячей и разреженной плазме, например в космосе, взаимодействие заряженных частиц с флуктуациями турбулентного магнитного поля может оказывать большее влияние на транспортные свойства среды, чем межчастичные столкновения (см., например, [1]). В данной работе проводятся численные расчеты аномального сопротивления и анизотропного переноса электронов в бесстолкновительной плазме с тепловым, максвелловским распределением по скоростям частиц и магнитостатической турбулентностью, вызванной развитием вейбелевской неустойчивости [2] благодаря надтепловым частицам, вкладом которых в электрическое сопротивление пренебрегается.

Расчет турбулентного магнитостатического поля, обусловленного вейбелевской неустойчивостью

На первом шаге были проведены численные (методом частиц в ячейках, с помощью кода EPOCH [3]) расчеты вейбелевской неустойчивости, приводящей к генерации турбулентного магнитостатического поля. Эти расчеты проводились в области, разделенной на 150×150×200 ячеек, с периодическими граничными условиями. Однородное внешнее магнитное поле $\mathbf{B}_{ext}$ было направлено параллельно оси z и наибольшей стороне расчетной области. Соответствующая гирочастота Ω, нормированная на плазменную частоту электронов ω_p, составляла $10^2\ \Omega/\omega_p = 0$, 2, 3, 6, 9 и 14 в различных расчетах. Электроны, представленные 800 частицами на ячейку, первоначально имели пространственно однородное бимаксвелловское распределение скоростей с параметром анизотропии, равным 10. Размер каждой ячейки r_{min} равнялся радиусу Дебая, определенному для продольной температуры. Ионы полагались неподвижными.

Неустойчивость вейбелевского типа в такой плазме приводит к экспоненциальному (апериодическому) росту магнитного поля в широком диапазоне пространственных масштабов [4]. После насыщения турбулентное магнитное поле $\mathbf{B}_{turb}$ эволюционирует квазилинейно и медленно затухает, и мгновенные снимки распределений магнитного поля на этой стадии использовались в качестве входных данных на следующем этапе расчетов.

Расчет коэффициентов диффузии электронов в магнитостатическом турбулентном магнитном поле

На следующем шаге с использованием алгоритма Бориса [5] были вычислены траектории 19200 электронов, движущихся в рассчитанном ранее магнитостатическом

турбулентном поле. Использовался набор из 16 начальных скоростей, равномерно распределенных в логарифмическом масштабе на интервале от $0{,}5\widetilde{\Omega}r_{\min}$ до $2\widetilde{\Omega}r_{\max}$, где $\widetilde{\Omega}$ – гирочастота, соответствующая полному полю $\mathbf{B}_{\text{ext}} + \mathbf{B}_{\text{turb}}$, $r_{\max}$ – максимальный размер расчетной области. Координаты электронов и направление их скоростей в начальный момент времени выбирались случайным образом.

Продольный ($\kappa_\parallel$) и поперечный ($\kappa_\perp$) коэффициенты диффузии для найденных траекторий определялись по среднеквадратичному смещению электронов за достаточно большой интервал времени Δt:

$$\kappa_\parallel = \frac{\langle \Delta z^2 \rangle}{2\Delta t}, \quad \kappa_\perp = \frac{\langle \Delta x^2 + \Delta y^2 \rangle}{4\Delta t}. \tag{1}$$

Для контроля точности эти коэффициенты вычислялись дополнительно методом Тейлора – Грина – Кубо. Этот метод основан на расчете автокорреляционных функций для компонент скорости $\mathbf{v}$ и позволяет найти также холловский (недиагональный, κ_H) коэффициент диффузии:

$$\kappa_\parallel = \int_0^\infty \langle v_z(t) v_z(t+\tau) \rangle d\tau, \quad \kappa_\perp = \frac{1}{2}\int_0^\infty \langle \boldsymbol{v}_\perp(t) \boldsymbol{v}_\perp(t+\tau) \rangle d\tau, \tag{2}$$

$$\kappa_H = \frac{1}{2}\int_0^\infty \big\langle v_x(t)\, v_y(t+\tau) - v_y(t)\, v_x(t+\tau) \big\rangle d\tau \tag{3}$$

(угловые скобки означают усреднение по ансамблю электронов).

Расчет аномального сопротивления плазмы в магнитостатическом турбулентном магнитном поле

Полученные на предыдущем шаге зависимости компонент тензора диффузии $\hat{\kappa}$ от скорости были использованы для расчета компонент тензора удельной проводимости $\hat{\sigma}$ в магнитостатическом турбулентном магнитном поле:

$$\hat{\sigma} = \frac{4\pi e^2}{m}\int_0^\infty \hat{\kappa}(v) f_0'(v) v dv, \tag{4}$$

где e и m – заряд и масса электрона соответственно, v – модуль скорости, $f_0'(v)$ – производная начальной функции распределения электронов по скоростям (использовалось максвелловское распределение). Компоненты соответствующего тензора удельного сопротивления $\hat{\rho}$ вычислялись посредством обращения тензора $\hat{\sigma}$.

Результаты расчета температурной зависимости нормированного продольного сопротивления $\rho_{*\parallel} \equiv e^2 n / \left(m\widetilde{\Omega}\sigma_\parallel\right)$ бесстолкновительной плазмы с тепловым распределением величин скорости электронов представлены на рисунке для различных уровней турбулентности (см. легенду) $\eta = \left\{\mathbf{B}_{\text{turb}}^2\right\} / \left(\left\{\mathbf{B}_{\text{turb}}^2\right\} + \mathbf{B}_{\text{ext}}^2\right)$, где n – концентрация плазмы, фигурные скобки означают усреднение по пространству, температура электронов T нормирована на mc^2, c – скорость света в вакууме.

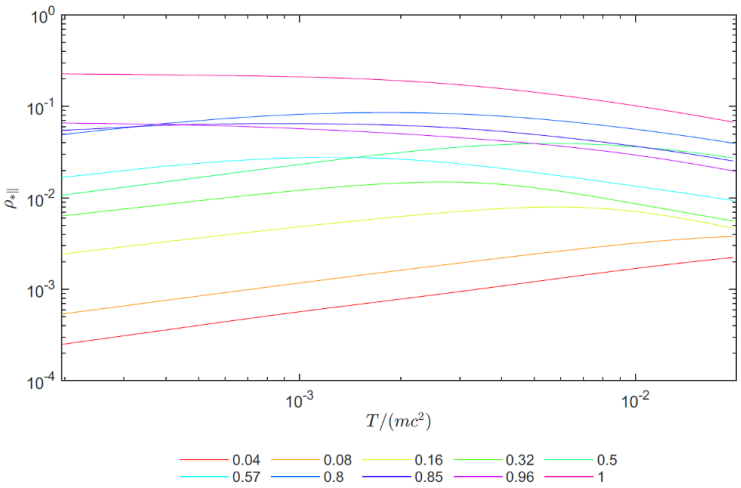


Рис.

Обсуждение

Результаты расчетов показывают, что для типичных условий солнечной короны продольное аномальное сопротивление в плазме с магнитостатической турбулентностью, обусловленной вейбелевской неустойчивостью, может превышать кулоновское сопротивление на несколько порядков. Аналогичные оценки для ряда других астрофизических объектов свидетельствуют о том, что доминирующий вклад квазимагнитостатической микротурбулентности в структурирование и динамику электрического сопротивления космической плазмы может иметь большое значение для объяснения различных явлений, связанных с нагревом плазмы, диссипацией токовых структур и магнитным пересоединением, в частности для развития моделей солнечных вспышек.

Работа поддержана Фондом развития теоретической физики и математики «БАЗИС», проект 24-1-1-97-1.

[1] Isliker H., Vlahos L. // Phys. Plasmas. 2025. Vol. 32. Art. no. 090501.
[2] Weibel E.S. // Phys. Rev. Lett. 1959. Vol. 2. P. 83.
[3] Arber T.D., Bennett K., Brady C.S. et al. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2015. Vol. 57. Art. no. 113001.
[4] Емельянов Н.А., Кочаровский В.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2023. Т. 66, № 9. С. 735.
[5] Boris J.P. // Proc. 4th Conf. Num. Sim. Plasmas. 1970. P. 3.

РЕЗОНАНСНЫЙ ДАТЧИК ПЛОТНОСТИ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ И ЕЕ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ ФЛУКТУАЦИЙ НА МАЛОМ КОСМИЧЕСКОМ АППАРАТЕ

А.Г. Галка, А.В. Костров, М.С. Малышев, С.Э. Привер

ИПФ РАН

Среди задач космического мониторинга наиболее актуальными являются прогноз возникновения и анализ последствий геомагнитных возмущений, землетрясений, тайфунов, пожаров, наводнений, антропогенной деятельности. Профильные ведомства и тематические заказчики заинтересованы в получении непрерывного потока данных параметров околоземной плазмы. В этой связи в настоящее время наблюдается увеличение числа искусственных спутников, зондирующих параметры ионосферы и магнитосферы. Современная тенденция к миниатюризации спутниковых технологий формирует новый облик малых легких космических аппаратов, способных выполнять задачи, которые ранее решались на крупных спутниках. Кратное снижение затрат на разработку, изготовление, летно-конструкторские испытания и совместный попутный запуск, а также совершенствование элементной базы способствуют прогрессивному росту объема рынка малых спутников. Наноспутники с весом до 10 кг эффективно используются в университетских образовательных программах и позволяют экономично апробировать новые образцы космической техники для глобального регулярного мониторинга нашей планеты Земля и околоземного космического пространства, индикатором которого является ионосфера. Космические аппараты для исследования ионосферы должны определять ее основные параметры, в первую очередь, концентрацию заряженных частиц N_e. Характерный диапазон изменения концентрации на высоте полета низкоорбитальных спутников (порядка 500 км) составляет 10^3–10^6 см$^{-3}$. В данной работе описан резонансный метод измерения концентрации ионосферной плазмы, приведена конструкция летного образца датчика концентрации для малоразмерного космического аппарата и представлены первые результаты измерений.

В основе работы датчика лежит высокочастотный метод плазменного зонда с СВЧ-резонатором [1]. Зная собственную частоту зонда с плазмой f и без плазмы f_0, можно определить концентрацию электронов $N_e = 4\pi^2 m\varepsilon_0 \cdot (f^2 - f_0^2)/e^2$, где m и e – масса и заряд электрона, ε_0 – электрическая постоянная. Частотный сдвиг резонанса $\Delta f = f - f_0$, соответствующий минимальной концентрации, ограничен снизу шириной резонансной кривой f_0/Q, определяемой добротностью колебательного контура Q. Добротность открытых резонансных систем определяется связью с возбуждающей и приемной линиями и составляет величину порядка 100. Оценки показывают [2], что для измерения концентрации плазмы в диапазоне 10^3–10^6 см$^{-3}$ четвертьволновым резонатором нужен зонд длиной несколько десятков метров, что недостижимо на малых космических аппаратах. Предлагается уменьшить длину зонда до размеров спутника и повысить чувствительность с помощью фазового метода.

Данные технические решения были реализованы в экспериментальном образце датчика параметров плазмы на кубсате «СамСат-Ионосфера» размером 10x10x30 см. Датчиком величины концентрации служат два медных параллельных проводника длиной 30 см и диаметром 0,6 см (рис. 1). Емкость двухпроводной линии составляет 20 пФ.

Вблизи корпуса спутника проводники подключены к катушкам индуктивности через автотрансформаторную связь и образуют единый колебательный контур с собственной резонансной частотой f_0 = 100 МГц. Частота f_0 больше характерных частот в ионосфере, поэтому влиянием магнитного поля и частоты столкновений на измерения можно пренебречь. Характерное время затухания колебаний в резонаторе составляет 1 мкс, что позволяет регистрировать концентрацию с высоким временным разрешением.

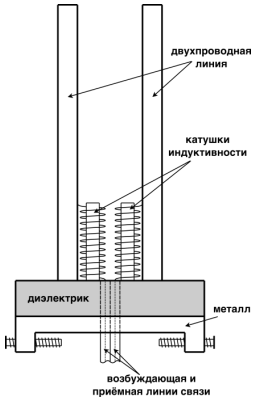


Рис. 1

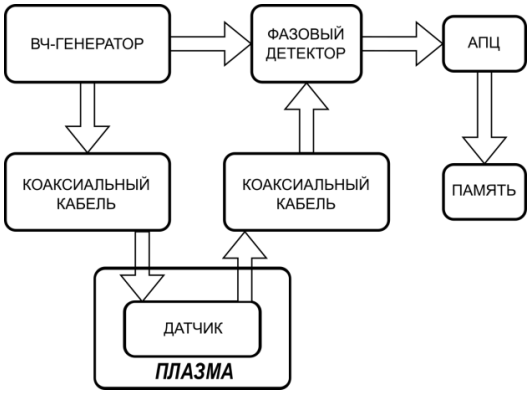


Рис. 2

Наличие плазмы в высокочастотном поле зонда приводит к увеличению собственной частоты на величину Δf. При малом смещении резонансной кривой, когда $\Delta f << f_0$ и $f_{pe}^2 = 2 \cdot \Delta f \cdot f_0$, величина сдвига равна Δf [Гц] $= 0{,}4 \cdot N_e$ [см$^{-3}$]. При концентрации N_e = 10^4 см$^{-3}$ сдвиг резонансной частоты Δf составляет 4 кГц. Малые частотные сдвиги фиксируются посредством фазовых измерений (рис. 2). Сигнал с ВЧ-генератора делится на два равных. Один проходит через резонатор с плазмой и смешивается со вторым опорным на фазовом детекторе. Зависимость выходного напряжения с фазового детектора от частоты для зонда в вакууме (N_e = 0) и в плазме с концентрацией N_e = 10^6 см$^{-3}$ показана на рис. 3. Зонд работает на фиксированной частоте 100 МГц, поэтом с ростом концентрации отрицательное выходное напряжение увеличивается по абсолютному значению (рис. 4). Далее сигнал оцифровывается и поступает в бортовую центральную вычислительную машину для хранения и передачи на Землю. Временные вариации выходного напряжения связаны с изменением плотности плазмы по ходу движения спутника.

Натурные испытания датчика проводятся на наноспутнике «СамСат-Ионосфера», выведенном на солнечно-синхронную орбиту с высотой 500 км 5 ноября 2024 года с космодрома «Восточный». По состоянию на июнь 2026 г. прибор работает штатно в одном из двух режимов: непрерывная регистрация концентрации плазмы с разрешением 1 секунда либо запись быстрых вариаций плотности с шагом 2 мс. Временное разрешение датчика программно ограничено частотой дискретизации 500 Гц.

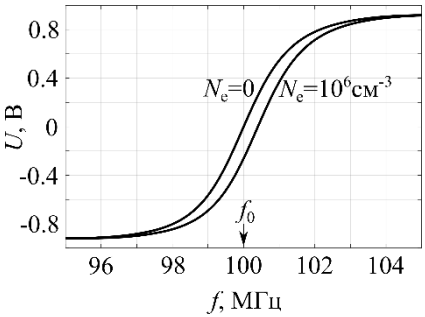


Рис. 3

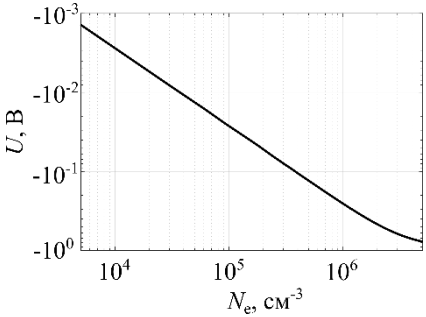


Рис. 4

На рис. 5 показано распределение концентрации плазмы вдоль траектории полета спутника 15 марта 2025 г. Величина концентрации кодирована цветом. Точками обозначен магнитный экватор. Уровень шумов соответствует концентрации $5 \cdot 10^3$ см$^{-3}$.

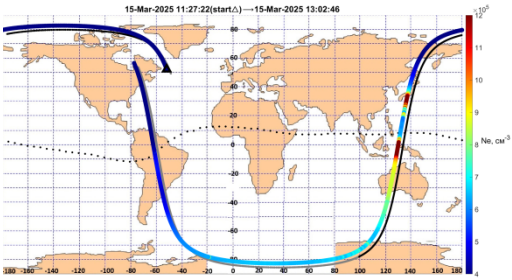


Рис. 5

На рис. 6 приведена временная зависимость концентрации ионосферной плазмы вдоль орбиты, полученная датчиком в обзорном режиме 3 декабря 2025 г, где φ и λ – географическая широта и долгота спутника. На временных рядах данных хорошо видны типичные особенности, связанные с широтно-долготным распределением ионосферной концентрации. Как правило, широтный профиль N_e характеризуется экваториальной аномалией – провалом на магнитном экваторе и двумя гребнями с расстоянием 15–20° друг от друга. При этом датчик фиксирует как отсутствие полной симметрии положения гребней относительно магнитного экватора, так и неравенство уровней концентрации в гребнях.

Обзорный (секундный) режим записи, с учетом скорости спутника, позволяет регистрировать неоднородности с масштабами 8 км и более. На рис. 6 около 12:25 UTC фиксируется всплеск концентрации в полярной зоне с пространственным масштабом около 1000 км и повышением значения N_e по сравнению с фоновым уровнем в соседних областях. Кроме того, хорошо видны неоднородности концентрации при пересечении орбитой спутника авроральной зоны с характерными масштабами порядка 3–4 км.

Амплитудно-временная запись сигнала с датчика в детальном режиме регистрации с временным разрешением 2 мс зашумлена. Получаемые результаты целесообразно рассматривать в форме спектрограмм, применяя к временному ряду оконное Фурье-преобразование. Примеры спектрограмм сигналов, соответствующих флуктуациям концентрации плазмы, приведены на плоскости «время-частота» для двух отрезков

орбиты в полярных (рис. 7) и экваториальных (рис. 8) широтах. Частота дискретизации 500 Гц, длительность окна анализа равна 0,3 с. В полярных широтах, при приближении спутника к полярной шапке (с 10 по 25 с), на сигнале с датчика видны широкополосные флуктуации, вероятно, связанные с вариациями концентрации или потоками энергичных частиц. Пространственный масштаб неоднородностей, вычисленный по длительности флуктуаций на спектрограмме (порядка 0,5 с), составляет несколько 3–4 км. На низких широтах таких флуктуаций не наблюдается (рис. 8).

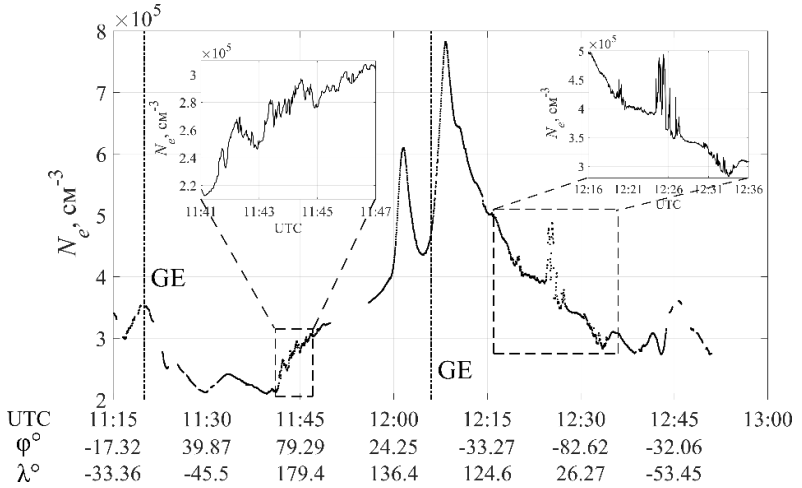


Рис. 6

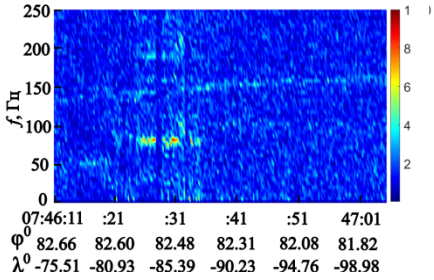


Рис. 7

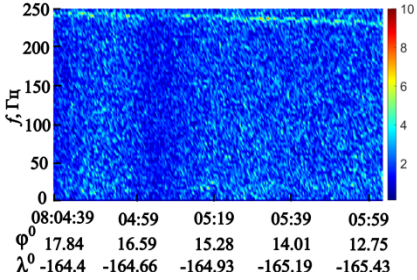


Рис. 8

[1] Galka A.G., Yanin D.V., Kostrov A.V. et al. // J. Appl. Phys. 2019. Vol. 86, no. 12. P. 124501.
[2] Galka A.G., Kostrov A.V., Malyshev M.S. // Tech. Phys. 2023. Vol. 68, no. 1. P. 76.

УПРАВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРАМИ УФ-ИМПУЛЬСОВ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ ПРИ ИОНИЗАЦИИ ГАЗА ТРЕХЦВЕТНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

И.Д. Ларюшин[1, 2], А.А. Романов[1, 2], Н.В. Введенский[1, 2]

[1] ИПФ РАН

[2] ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Генерация сверхкоротких ультрафиолетовых импульсов с длительностью порядка одной фемтосекунды и менее является актуальной задачей для сверхбыстрой спектроскопии и управления электронными процессами в веществе [1, 2]. Ранее было показано, что использование трехцветного ионизирующего поля позволяет получать одноцикловые УФ-импульсы с длительностью около 1 фс даже при длительности ионизирующей накачки, равной 25 фс [3, 4]. Однако для практического применения необходимо понимать устойчивость такого режима к вариациям параметров лазерного поля, а также возможности управления характеристиками генерируемого излучения.

В данной работе представлены результаты систематического исследования зависимости параметров генерируемого УФ-импульса от относительных фаз всех трех компонент ионизирующего поля, а также от поляризации основного поля. Показано, что эффект формирования одноциклового УФ-импульса сохраняется при малых изменениях фаз, а при произвольных вариациях фаз волновая форма УФ-импульса изменяется предсказуемым образом. Кроме того, продемонстрирована возможность управления поляризацией генерируемого УФ-импульса путем изменения поляризации основной компоненты поля накачки.

Электрическое поле линейно поляризованного трёхцветного ионизирующего импульса задаётся следующим образом:

$$\vec{E}(t) = \vec{e}_x f(t) \sum_{i=1}^{3} E_i cos(\omega_i t + \varphi_i), \quad (1)$$

где $E_{1,2,3} = \sqrt{8\pi I_{1,2,3}/c}$, c – скорость света, $I_{1,2,3}$, $\omega_{1,2,3}$ и $\varphi_{1,2,3}$ – пиковые интенсивности, центральные частоты и фазовые сдвиги квазимонохроматических компонент, $f(t)$ – огибающая импульса.

Для нахождения токов свободных электронов, возникающих под действием электромагнитного импульса, решается система уравнений [5]

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \big(N_g - N\big)w, \quad (2)$$

$$\frac{\partial j}{\partial t} = \frac{Ne^2}{m}E, \quad (3)$$

где N – концентрация свободных электронов, N_g – начальная концентрация нейтральных частиц, w – вероятность туннельной ионизации в единицу времени, j – плотность тока свободных электронов, e, m – заряд и масса электрона.

Исследования зависимостей от фаз показали, во-первых, устойчивость эффекта генерации к малым возмущениям, во-вторых, локализованность «плохих» областей параметров, при которых вместо одного сильного «всплеска» (и представляющего собой

наш ультракороткий импульс при нулевых фазах) в течение длительности ионизации производится от двух до четырех всплесков меньшей интенсивности.

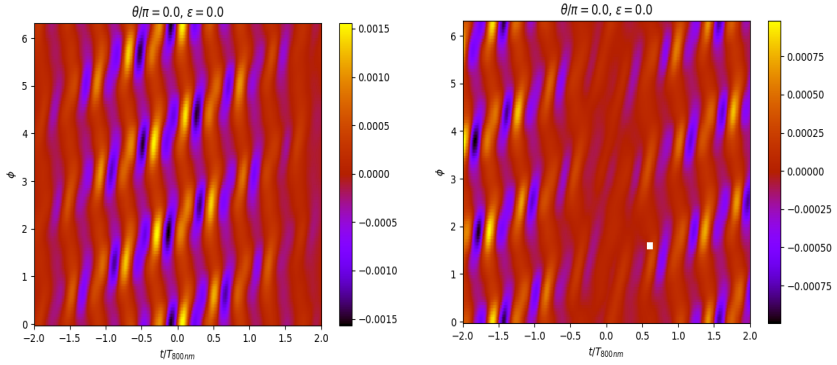


Рис. 1

На рис. 1 показаны временные зависимости УФ-поля, полученные с использованием трехцветного линейно поляризованного ионизирующего поля с соотношениями частот $\omega_1 : \omega_2 : \omega_3 = 1 : 0.6 : 0.4$, фазы компонент меняются совместно вместе с управляющим параметром по следующим законам: $\varphi = \varphi_2/2 = \varphi_3/2 = -\varphi_1$ (левая панель), $\varphi = \varphi_2/2 - \pi/2 = \varphi_3/2 = -\varphi_1$ (правая панель). Во всех случаях ω_1 соответствует длине волны $\lambda_1 = 800$ нм, интенсивность составляет $I_1 = 10^{15}$ Вт/см^2, $I_{2,3} = 2 \cdot 10^{14}$ Вт/см^2, FWHM длительность (полная ширина на полувысоте по интенсивности) 25 фс. Временные профили УФ-импульсов получены с использованием спектрального фильтра с маской, соответствующей диапазону от 350 до 140~нм. В диапазоне разностей фаз $\left||\varphi_2 - \varphi_3| - \pi\right| < \pi/4$ импульсы оказываются локализованными вблизи максимума интенсивности ионизации, и, как правило, во временном профиле импульса имеется один наиболее выраженный всплеск, как и при нулевых фазах.

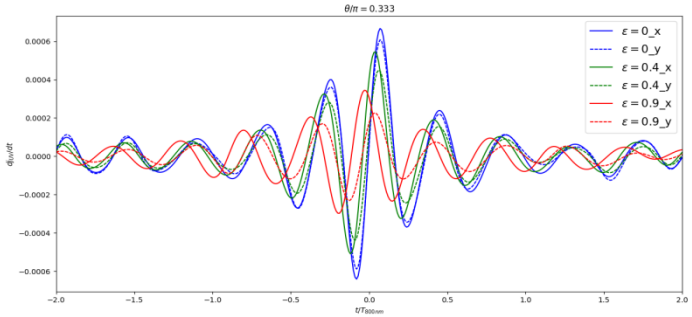


Рис. 2

Особый интерес представляет управление поляризацией генерируемого УФ-импульса. Ввиду того, что наш метод предполагает возможность частотной

перестройки дополнительных компонент, наибольший интерес представляет случай, когда всё управление происходит через параметры основного поля, центральная частота которого фиксирована. В ходе проведения расчетов с различными параметрами основного поля обнаружена особенность, позволяющая удобно управлять эллиптичностью генерируемого излучения. Главным условием для этого является наклон главной оси эллипса поляризации основного поля к векторам поляризации дополнительных компонент на угол $\theta \approx \pi/3$.

На рис. 2 показаны временные зависимости *x* и *y*-компонент УФ-поля, генерируемых при различных значениях эллиптичности поляризации основного поля (синие кривые соответствуют нулевой эллиптичности, зеленые $\varepsilon = 0.4$, красные $\varepsilon = 0.9$; сплошные кривые соответствуют проекциям на ось *x*, пунктирные на *y*). Как видно из рисунка, эллиптичность поляризации генерируемого импульса практически совпадает с поляризацией основного поля, и этот эффект, согласно нашим дополнительным расчетам, сохраняется и при других фазах основного поля. Изменение энергии УФ-импульса при изменении эллиптичности происходит из-за уменьшения конечной степени ионизации плазмы, его также можно было бы избежать при увеличении пиковых интенсивностей до значений, при которых циркулярное поле производит близкую к полной конечную степень ионизации. Также необходимо отметить, что хотя фазы всех компонент на рис. 2 нулевые, управление эллиптичностью генерируемого импульса оказывается идентичным при любых фазах.

Таким образом, в работе показано, что метод генерации субфемтосекундных УФ-импульсов с помощью трехцветного ионизирующего поля обладает устойчивостью к малым фазовым возмущениям и допускает предсказуемое управление формой импульса при вариации фаз. Впервые продемонстрирована возможность управления поляризацией генерируемого УФ-импульса через поляризацию основной компоненты накачки. Полученные результаты открывают путь к созданию управляемых источников сверхкороткого УФ-излучения для задач сверхбыстрой фотоники и спектроскопии с временным разрешением [6, 7].

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН, проект № FFUF-2026-0003.

[1] Siminos E. , Thiele I., Olofsson C. // Phys. Rev. Lett. 2021. Vol. 126. P. 044801.
[2] Wituschek A. et al. // Nat. Commun. 2020. Vol. 11. P. 883.
[3] Laryushin I.D., Romanov A.A., Vvedenskii N.V. // Opt. Lett. 2025. Vol. 50. P. 2207.
[4] Laryushin I., Romanov A. // Photonics. 2023. Vol. 10. P. 406.
[5] Введенский Н. В., Костин В. А., Ларюшин И. Д., Силаев А. А. // Квантовая электроника. 2016. Т. 46. С. 419.
[6] Rogers D.M. et al. // Chem. 2019. Vol. 5. P. 2751.
[7] Makin V.S., Pestov Y.I., Makin R.S. // J. Opt. Technol. 2020. Vol. 87. P. 147.

КВАНТОВОМЕХАНИЧЕСКИЕ РАСЧЁТЫ ГЕНЕРАЦИИ И УСИЛЕНИЯ НИЗШИХ ГАРМОНИК ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТОМАРНОМ ВОДОРОДЕ

Н.В. Введенский[1, 2)], А.А. Силаев[1, 2)], С.А. Тюрин[1)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] ИПФ РАН

Генерация излучения в дальнем и среднем ультрафиолетовом (УФ) диапазоне (с длинами волн ~100 – 300 нм) является одной из актуальных задач современной нелинейной оптики. Эта часть УФ-диапазона охватывает частоты переходов электронов между связанными состояниями в атомах и молекулах, что делает источники когерентных УФ-импульсов чрезвычайно востребованными в спектроскопии. Помимо этого, такие импульсы востребованы в схемах охлаждения атомов, затравке лазеров на свободных электронах и многих других задачах, включая различные биомедицинские приложения. Одним из основных способов получения когерентного УФ-излучения является генерация низших гармоник лазерного импульса в газах [1-3]. Однако существенной проблемой остаётся недостаточно высокая мощность получаемых таким способом УФ-импульсов.

Одним из методов усиления генерации гармоник может служить добавление к основному лазерному полю одной из его низших гармоник, созданной сторонним источником (например, при прохождении основного поля через нелинейные кристаллы). Ранее исследовалось усиление таким методом брюнелевских гармоник (низших гармоник в плотности свободных электронов, рождающихся в процессе туннельной ионизации атома) [2]. Несмотря на продемонстрированное большое усиление, генерация УФ-излучения таким способом сталкивается с ограничениями, накладываемыми негативным влиянием дисперсии в образующейся плазме на фазовое согласование падающего и генерируемого излучения. Целью данной работы является исследование другого режима усиления импульсов УФ-излучения при добавлении одной из низших гармоник, в котором интенсивность излучения менее порога ионизации газа и в котором фазовое согласование может быть достигнуто на существенно более протяжённой трассе распространения.

Рассмотрим взаимодействие атома водорода с линейно поляризованным лазерным импульсом с проекцией электрического поля на ось поляризации:

$$E(t) = [E_1 \cos(\omega_L t) + E_n \cos(n\omega_L t + \varphi_n)] \exp\left(-2 \ln 2 \frac{t^2}{\tau_p^2}\right). \qquad (1)$$

Здесь ω_L – несущая частота лазерного импульса, n – номер добавочной гармоники, E_1 – максимум огибающей основного поля, E_n – максимум огибающей добавочного поля, φ_n – фаза добавочного поля, τ_p – полная длительность импульса по уровню интенсивности 1/2. Амплитуда основного поля связана с пиковой интенсивностью соотношением $I = cE_1^2/8\pi$, где c – скорость света в вакууме. Мы рассчитываем возбуждаемое дипольное ускорение с помощью решения трехмерного нестационарного уравнения Шредингера для волновой функции электрона $\psi(\mathbf{r}, t)$ (используется атомная система

единиц, в которой $e = \hbar = m = 1$, где $\hbar$ – приведённая постоянная Планка, e – заряд и m – масса электрона):

$$i\frac{\partial\psi(\boldsymbol{r},t)}{\partial t} = \left(-\frac{1}{2}\nabla^2 + V(\boldsymbol{r}) - \boldsymbol{r}\boldsymbol{E}(t)\right)\psi(\boldsymbol{r},t), \qquad (2)$$

где $V(r) = -1/r$ есть электростатический кулоновский потенциал. Численное решение уравнения (2) производится с использованием программы Qprop [3]. Далее через ψ с использованием теоремы Эренфеста находится дипольное ускорение $a(t)$:

$$a(t) = -\langle\psi|\nabla V|\psi\rangle + E(t). \qquad (3)$$

Спектр генерируемого излучения характеризуется квадратом фурье-спектра дипольного ускорения:

$$S_\omega = |a(\omega)|^2, \qquad a(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} a(t)e^{i\omega t}dt. \qquad (4)$$

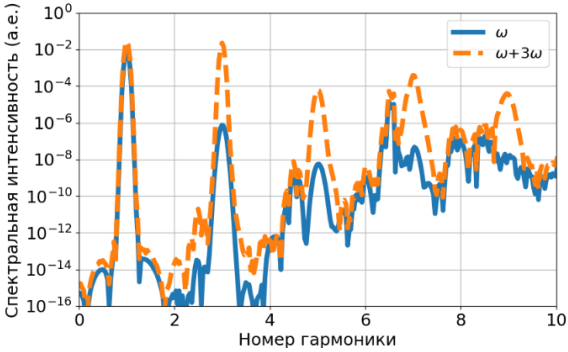


Рис. 1

На рис. 1 представлена низкочастотная часть спектра S_ω при взаимодействии атома водорода с лазерным импульсом с интенсивностью $I = 5 \cdot 10^{12}$ Вт/см^2, длиной волны 800 нм, длительностью $\tau_p = 20$ фс в отсутствие усиления за счет добавочной низшей гармоники (пунктирная оранжевая линия) и при усилении за счет добавления третьей гармоники с интенсивностью $I_3 = 10^{11}$Вт/см^2 и фазой $\varphi_3 = 0$ (сплошная синяя линия). Видно, что при добавлении к основному лазерному импульсу третьей гармоники происходит усиление всех низших нечетных гармоник на несколько порядков. Также на рис. 1 видны пики спектральной интенсивности не только на нечетных гармониках, но и на других частотах, не зависящие от наличия добавочного поля: эти пики вызваны заселением первого возбуждённого состояния за счёт большой ширины спектра лазерного импульса.

Усиление нечётных гармоник можно объяснить в рамках аналитического подхода, основанного на разложении поляризации среды P в ряд по степеням поля:

$$P(t) = \chi^{(1)}E(t) + \chi^{(3)}E^3(t) + \chi^{(5)}E^5(t) + \cdots. \qquad (5)$$

где $\chi^{(n)}$ – диэлектрическая восприимчивость n-го порядка, являющаяся константой в пределе низких частот действующего поля. Связь дипольного ускорения и поляризации среды определяется соотношением

$$\frac{\partial^2 P}{\partial t^2} = N_g a(t). \tag{6}$$

Значения диэлектрических восприимчивостей можно получить, например, из численного решения нестационарного уравнения Шредингера.

При действии поля с добавочными нечётными гармониками дипольное ускорение представляется в виде бесконечного ряда

$$a(t) = -\frac{\omega_L^2}{N_g} Re \sum_{n=1}^{\infty} F_n e^{in\omega_L t}, \tag{7}$$

где F_n – медленные комплексные амплитуды. В отсутствии добавочной гармоники возникают нечётные гармоники поля за счёт $\chi^{(3)}$, $\chi^{(5)}$, $\chi^{(7)}$ и т.д.:

$$F_3 = \tilde{F}_3 \equiv (9/4)\chi^{(3)}E_1^3, \quad F_5 = \tilde{F}_5 \equiv (25/2^5)\chi^{(5)}E_1^5, \tag{8}$$

$$F_7 = \tilde{F}_3 \equiv (49/2^7)\chi^{(7)}E_1^7, \quad F_9 = \tilde{F}_9 \equiv \left(\frac{81}{2^9}\right)\chi^{(9)}E_1^9. \tag{9}$$

В случае добавочной *третьей* гармоники и учёте кубической возникают дополнительные слагаемые в амплитудах 5–9-й гармоник:

$$F_5 = \tilde{F}_5 + (75/4)\,\chi^{(3)}\left(E_1^2 E_3 e^{i\varphi_3} + E_1 E_3^2 e^{2i\varphi_3}\right), \tag{10}$$

$$F_7 = \tilde{F}_7 + (147/4)\,\chi^{(3)}E_1 E_3^2 e^{2i\varphi_3}, \tag{11}$$

$$F_9 = \tilde{F}_9 + (81/4)\,\chi^{(3)}E_3^3 e^{3i\varphi_3}. \tag{12}$$

При достаточно большой амплитуде добавочного поля E_3, добавочные амплитуды могут превышать по модулю основные амплитуды, что приводит к усилению гармоник. По аналогии, в случае добавочной *пятой* гармоники в амплитудах 3, 7 и 9-й гармоник возникает добавочные слагаемые

$$F_3 = \tilde{F}_3 + (27/4)\,\chi^{(3)}E_1^2 E_5 e^{i\varphi_5}, \tag{13}$$

$$F_7 = \tilde{F}_7 + (147/4)\,\chi^{(3)}E_1^2 E_5 e^{i\varphi_5}, \tag{14}$$

$$F_9 = \tilde{F}_9 + (243/4)\,\chi^{(3)}E_1 E_5^2 e^{2i\varphi_5}. \tag{15}$$

Начиная с некоторого значения E_5 эти слагаемые доминируют. Заметим, что существуют также добавочные слагаемые, связанные с нелинейностями более высоких порядков, но они имеют меньшее значение в пределе низкой амплитуды добавочного поля.

Из полученных формул видно, в частности, что в силу наличия в выражении (10) двух слагаемых, одно из которых квадратично по амплитуде добавочного поля, при фиксированной интенсивности добавочного поля $I_{add} \geq I/100$ усиление пятой гармоники за счёт добавления третьей более эффективно, чем добавление пятой.

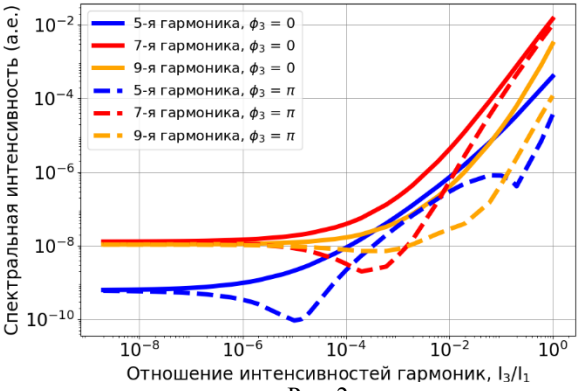


Рис. 2

Далее на рис. 2 мы приводим результаты расчётов спектральных интенсивностей на низших 5, 7 и 9-й гармониках в зависимости от интенсивности добавочной третьей гармоники при двух разных фазах, $\varphi_3 = 0$ и π, и при тех же остальных параметрах, что и на рис. 1 (см. легенду). Из рис. 2 видно, что даже маленькая добавка третьей гармоники к основному полю приводит к многократному усилению других низших нечетных гармоник. Например, при добавлении третьей гармоники с интенсивностью 1% от основного поля и фазой $\varphi_3 = 0$ усиление 5 и 7-й гармоник составляет около четырёх порядков, 9-й гармоники - около трёх порядков (сплошные линии). Это усиление больше, чем предсказывают формулы (8)-(12), что связано с вкладом нелинейностей более высоких порядков, чем третьего. С другой стороны, при фазе $\varphi_3 = \pi$ в зависимостях интенсивностей гармоник от интенсивности добавочного поля наблюдаются провалы, и в минимуме спектральная интенсивность 5 и 7-й гармоник оказывается на порядок ниже, чем в отсутствие добавочного поля. Наличие этих провалов связано с интерференцией различных слагаемых в (8)-(12), связанных с различными каналами генерации гармоник и имеющих разные фазы при $\varphi_3 = \pi$. Это явление открывает возможность, в том числе, для реализации относительно несложного способа контроля относительной фазы добавочной гармоники с помощью измерения интенсивностей генерируемых низших гармоник.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН, проект № FFUF-2026-0003. Н.В.В. и С.А.Т. благодарны за поддержку фонду развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (грант № 25-1-2-32-1).

[1] Xiong, W. H., Peng, L. Y., Gong, Q. // J. Phys. B. 2017. Vol. 50. P. 032001.
[2] Костин В.А., Введенский Н.В. // Письма в ЖЭТФ. 2019. Т. 110. С. 449.
[3] Laryushin I.D., Romanov A.A., Vvedenskii N.V. // Opt. Lett. 2025. Vol. 50. P. 2207.
[4] Tulsky V., Bauer D. // Comput. Phys. Commun. 2020. Vol. 207. P. 107098.

СПЕКТРЫ ПОГЛОЩЕНИЯ СФЕРИЧЕСКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОЧАСТИЦ В УСЛОВИЯХ ДВОЙНЫХ ПЛАЗМОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

И.А. Павличенко, М.Р. Удалов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Металлические наноструктуры привлекают внимание благодаря возможности возбуждения в них плазмонных резонансов внешним электромагнитным излучением [1, 2]. Основной интерес к таким структурам связан со способностью локализовать поле на нанометровых масштабах, что приводит к увеличению локальной плотности энергии и проявлению нелинейных оптических эффектов, в том числе генерации второй гармоники.

Важным фактором для генерации второй гармоники является возможность резонансного усиления поля не только на основной частоте, но и на удвоенной частоте при совпадении ее с собственной частотой другой плазмонной моды. В отличие от ранее рассматривавшихся случаев двух поверхностных плазмонов, здесь изучается двойной резонанс типа “поверхностный плазмон – объемный плазмон” в сферической металлической наночастице.

Модель

Рассмотрим металлическую сферическую наночастицу радиуса a, помещенную в однородную диэлектрическую среду с проницаемостью ε_d и во внешнее гармоническое поле $\mathbf{E}_0 e^{i\omega t}$. Размер частицы считаем малым по сравнению с длиной волны второй гармоники, поэтому поле описывается в квазистатическом приближении. Электронная подсистема металла задается гидродинамической моделью вырожденной плазмы [3], а равновесная плотность электронов предполагается однородной вплоть до границы частицы.

В линейном приближении угловая зависимость поля внутри и вне частицы совпадает с зависимостью внешнего поля. Решение удобно сразу записать в нормировке, где константа C определяется граничными условиями на поверхности сферы. Для дипольной первой гармоники внутри металла

$$\rho_1 = C\frac{-k_{p1}^2 a\omega_p^2}{4\pi\omega(\omega - i\nu)}\frac{j_1(k_{p1}r)}{k_{p1}a\, j_1'(k_{p1}a)}\cos\theta,$$

$$\varphi_1 = Cr\cos\theta + \frac{4\pi\rho_1}{k_{p1}^2\varepsilon_\infty}.$$

Здесь φ_1 – потенциал поля первой гармоники, j_1 – сферическая функция Бесселя первого порядка, штрих означает производную по аргументу, а k_{p1} определяется дисперсией продольных плазменных волн. Диэлектрическая проницаемость металла в локальной модели имеет вид

$$\varepsilon = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - i\nu)}.$$

Для собственных колебаний сферической частицы получаем дисперсионное соотношение

$$m\varepsilon + \varepsilon_d(m+1)\left[1 + m\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_\infty} - 1\right)\frac{j_m(k_{p1}a)}{k_{p1}a\, j_m'(k_{p1}a)}\right] = 0.$$

Здесь $m = 0,1,2, \ldots$ – номер мультиполя, j_m – сферическая функция Бесселя порядка m. При $m = 1$ это условие описывает дипольный отклик основной гармоники, а при $m = 0$ и $m = 2$ задает монопольные и квадрупольные объемные моды, которые могут возбуждаться нелинейным источником на удвоенной частоте. Поверхностные потери учитываются заменой ν на $\nu_{\text{dip}} = \nu + 3v_F/(4a)$ [4], а дополнительные потери на второй гармонике в рассматриваемом диапазоне размеров остаются малыми.

Результаты

На рис. 1 проиллюстрированы зависимости мощности потерь от частоты при различных значениях диэлектрической проницаемости внешней среды и модельных параметрах наночастицы $v_F = 1{,}5 \cdot 10^8$ см/с, $\hbar\omega_p = 5$ эВ, $\nu/\omega_p = 0{,}02$, $\varepsilon_\infty = 2$. Кривым с резонансными пиками, расположенными слева направо, отвечают значения $\varepsilon_d = 4,\ 3,\ 2{,}5,\ 2$. Сплошные линии показывают суммарные потери, пунктирные – дипольный вклад, штриховые – монопольный вклад, штрих-пунктирные – квадрупольный вклад.

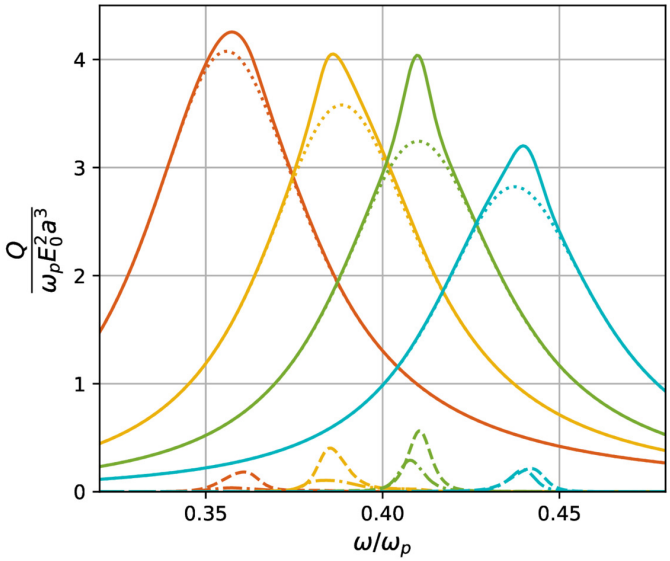


Рис. 1

Как видно из рис. 1, при двойных резонансах мощности потерь, обусловленные монопольными и квадрупольными колебаниями на удвоенной частоте, вносят заметный вклад в полную мощность. Это приводит к изменению формы резонансной линии и максимального значения мощности по сравнению с линейным случаем. Наиболее сильно эффект проявляется при возбуждении низших объемных мод, а также имеет

место при резонансе только монопольных колебаний, обычно не проявляющих себя в задаче взаимодействия лазерного излучения с наночастицами.

С уменьшением проницаемости окружающей среды ε_d и, соответственно, увеличением индексов возбуждаемых объемных мод, вклад резонансов второй гармоники в полную мощность убывает вследствие уменьшения коэффициентов возбуждения. Это связано с тем, что токи, возбуждающие вторую гармонику, наиболее сильны вблизи границы наночастицы, тогда как поле объемных плазмонных колебаний с ростом номера резонанса оказывается все сильнее сосредоточенным в центре наночастицы.

Говоря о возможности возбуждения исследуемого типа двойных резонансов в реальных наночастицах, следует отметить, что в серебре и золоте они подавляются большими внутренними потерями в области объемных плазмонов. В то же время двойные резонансы могут проявлять себя в наночастицах из натрия. В качестве иллюстрации на рис. 2 изображены зависимости максимальной мощности потерь $Q_{\max} = \max Q(\omega)$ от ε_d для натриевых наносфер при $v_F = 1{,}07 \cdot 10^8$ см/с, $\hbar\omega_p = 5{,}71$ эВ, $\hbar\nu = 0{,}03$ эВ [5]. Голубая и оранжевая кривые соответствуют $I_0 = 10^8$ Вт/см^2 при $a = 10$ и 7 нм, зеленая – $I_0 = 5 \cdot 10^7$ Вт/см^2 при $a = 5$ нм; пунктирные кривые показывают дипольный вклад, а штриховая и штрих-пунктирная зеленые кривые – монопольный и квадрупольный вклады для частицы радиуса 5 нм.

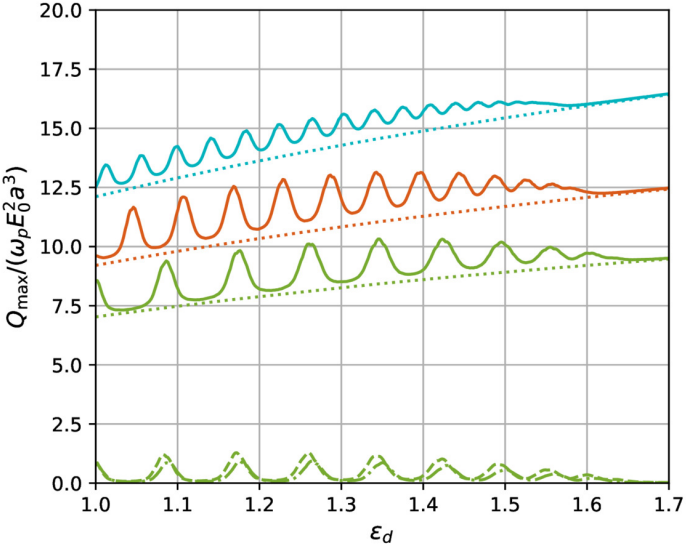


Рис. 2

Как видно из рис. 2, при параметрах, представляющихся реалистичными для задач наноплазмоники, двойные резонансы могут проявляться и могли бы послужить основой для практических приложений. Наиболее заметное увеличение потерь возникает в тех областях, где выполняется условие одновременного резонансного усиления основной и удвоенной гармоник поля.

Таким образом, в сферической металлической наночастице возможно возникновение нелинейных резонансных явлений, связанных с одновременным возбуждением дипольного поверхностного плазмона на частоте внешнего поля и объемных плазмонов на второй гармонике. Проведенные расчеты показывают, что такой режим приводит к увеличению поглощаемой мощности, изменению формы резонансных линий и положения максимума на её частотной зависимости. Чувствительность эффекта к параметрам окружающей среды позволяет рассматривать его как основу для диагностики наночастиц и оптических сред.

[1] Maier S.A. Plasmonics: Fundamentals and applications. – New York: Springer, 2007. 229 p.
[2] Butet J., Brevet P.-F., Martin O.J.F. // ACS Nano. 2015. Vol. 9, no. 11. P. 10545.
[3] Haas F. Quantum Plasmas: An hydrodynamic approach. – New York: Springer, 2011. 65 p.
[4] Hovel H., Fritz S., Hilger A., Kreibig U., Vollmer M. // Phys. Rev. B. 1993. Vol. 48, no. 24. P. 18178.
[5] Blaber M.G., Arnold M.D., Ford M.J. // J. Phys. Chem. C. 2009. Vol. 113, no. 8. P. 3041.

ПЕРВИЧНЫЙ РАСЧЕТ МОЩНОГО УСИЛИТЕЛЯ S-ДИАПАЗОНА НА GaN-ТРАНЗИСТОРАХ

В.А. Липшева[1], В.Р. Закамов[2]

[1] НГТУ

[2] Филиал АО «Корпорация «Комета» - «КБ «Квазар»

В данной работе решается задача разработки усилителя мощности с выходной мощностью более 100 Вт в диапазоне 2,3 – 2,7 ГГц для передающего модуля. Особенностью проекта является применение GaN HEMT-транзисторов и согласующих структур на микрополосковых линиях.

Усилитель реализован по трехкаскадной схеме (рис. 1).

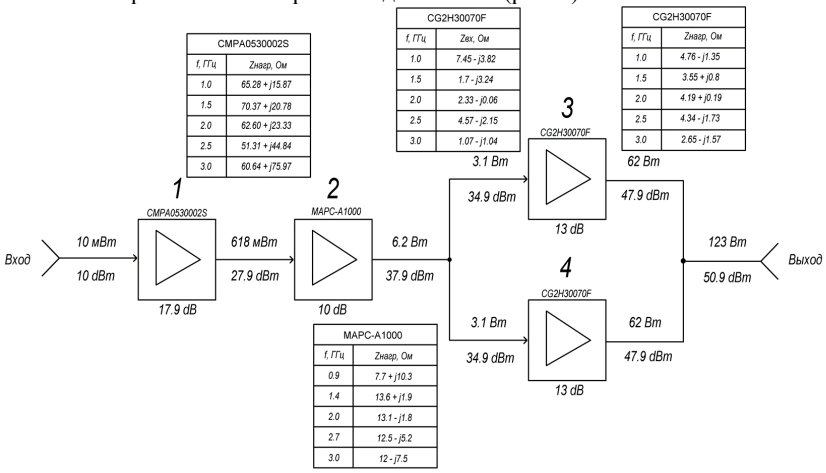


Рис. 1

Структура усилителя: 1-й каскад – CMPA0530002S, усиление 17,9 дБ; 2-й каскад – MAPC-A1000, усиление 10 дБ; 3-й каскад – два параллельно включенных транзистора CG2H30070F, усиление каждого 13 дБ. Данное решение в выходном каскаде обусловлено тем, что одиночный транзистор не обеспечивает требуемую выходную мощность 100 Вт.

Общее расчетное усиление составляет 40,9 дБ, что при входной мощности 10 мВт обеспечивает выходную мощность, превышающую уровень 100 Вт. Все выбранные усилители выполнены по GaN HEMT-технологии, которая обеспечивает высокую выходную мощность, широкий рабочий температурный диапазон и энергоэффективность.

Исследуемый усилительный каскад может быть представлен в виде идеального усилителя, на входе и выходе которого включены комплексные сопротивления, значения которых приведены в технической документации [1].

Из технической документации получены комплексные входные и выходные сопротивления на частоте 2,5 ГГц (табл. 1).

Последовательное комплексное сопротивление преобразовано в эквивалентную параллельную цепь, состоящую из активного сопротивления и реактивного элемента. Если мнимая часть исходного сопротивления положительна, то параллельная цепь содержит индуктивность, если отрицательна — ёмкость. Такое преобразование необходимо для расчёта согласующих цепей методом матриц передачи.

Табл. 1

Усилитель	Zвх, Ом	Zвых, Ом
CMPA0530002S	50	51,31 + j44,84
MAPC-A1000	50	13,1 - j1,8
CG2H30070F	4,57 - j2,15	4,34 - j1,73

Для обеспечения эффективной передачи энергии разработаны согласующие цепи на подложке из поликора (ε_r = 9,9, H = 0,5 мм, T = 0,015 мм). Поликор относится к классу керамических материалов, обладающих высокой теплопроводностью по сравнению с материалами на основе стекловолокна. Благодаря этому через выводы транзисторов и контактные площадки эффективно отводится тепло от активной области GaN HEMT-кристаллов, что обеспечивает дополнительное охлаждение и повышает надёжность устройства в целом [2].

Структура согласующей цепи включает четыре элемента: параллельную нагрузку, отрезок микрополосковой линии (МПЛ) и 2 скачка волнового сопротивления. Каждый элемент описывается нормированной матрицей передачи, а общая матрица находится как их произведение [3]:

$$\boldsymbol{T = Tz \cdot Ts \cdot Tl \cdot Ts,} \qquad (1)$$

где $\boldsymbol{Tz}$ – параллельное включение сопротивления, $\boldsymbol{Ts}$ – прямое соединение («скачок волнового сопротивления»), $\boldsymbol{Tl}$ – согласующая микрополосковая линия.

После преобразования полученной Т-матрицы в S-матрицу неизвестными параметрами остаются волновое сопротивление Z и электрическая длина l линии. Расчетные значения определяются в среде MathCAD итерационным методом. Критерием оптимальности решения служит одновременное выполнение условий идеального согласования (минимизация модуля коэффициента отражения S_{11} и максимальное приближение модуля коэффициента передачи S_{21} к единице):

$$S_{11} = 0;\ S_{21} = 1. \qquad (2)$$

Для проверки результатов расчетов в САПР AWR Design Environment создаются эквивалентные схемы усилителей, а также согласующих цепей и графики коэффициентов для каждого усилителя. На рис. 2 представлен пример согласования первого каскада (CMPA0530002S) с 50-омным трактом. Эквивалентная схема усилительного каскада, оформленная в виде подсхемы SUBCKT, включает в себя идеальный усилитель с частотно-зависимым коэффициентом усиления Gain(f), реактивный элемент, моделирующий комплексный выходной импеданс транзистора, а также трансформатор XFMR, преобразующий сопротивление 50 Ом к требуемому активному сопротивлению, полученному из параллельной цепи. На графике приведены частотные характеристики коэффициента отражения S_{11} и коэффициента передачи S_{21} после согласования микрополосковой линией.

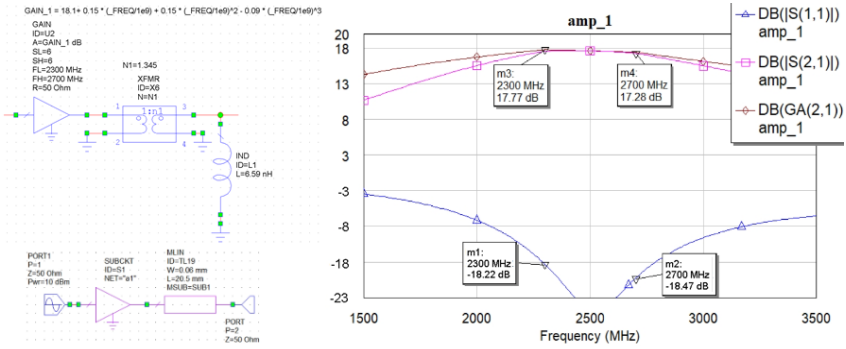


Рис. 2

В рабочем диапазоне 2,3 – 2,7 ГГц коэффициент S_{11} не превышает -18 дБ, а S_{21} близок к 0 дБ, что свидетельствует о минимальных потерях при передаче сигнала.

Аналогичные схемы и графики построены для второго и третьего каскадов, при этом во всех усилителях коэффициент отражения в рабочем диапазоне также не превышает -18 дБ, а усиление соответствует расчётным значениям

Для третьего каскада (CG2H30070F) расчётные значения волновых сопротивлений согласующих линий оказались ниже 15 Ом, что привело к увеличенной ширине проводников (до 5 мм). Это обусловлено низким активным входным сопротивлением транзистора. Данные значения служат дополнительным аргументом в пользу параллельного включения двух транзисторов в выходном каскаде.

Для разделения входного сигнала на два плеча и последующего сложения усиленных сигналов применяются кольцевые делитель и сумматор [4]. Кольцевой делитель выбран как наиболее простая и технологичная схема, его параметры позволяют рассчитывать волновое сопротивление портов отличных от 50 Ом (в данном случае 25 Ом), что облегчает согласование с низкоомными входами выходных транзисторов (рис. 3). Результаты моделирования (рис. 4) показывают, что коэффициенты передачи S_{21} и S_{31} составляют ≈ -3 дБ, что соответствует делению мощности пополам в каждое плечо.

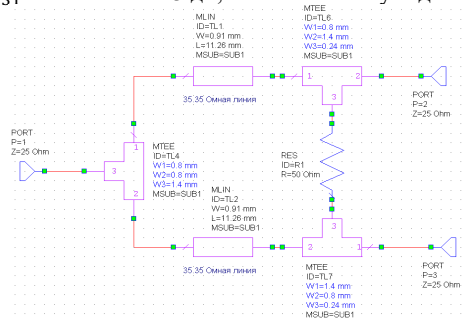


Рис. 3

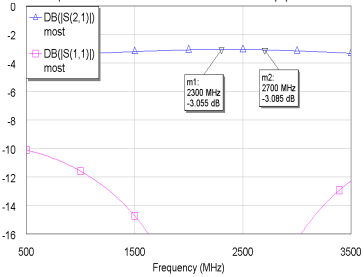


Рис. 4

При сборке полной схемы (рис. 5) начальный коэффициент отражения ухудшился из-за взаимного влияния согласующих цепей каскадов (рис. 6). Проведена совместная

оптимизация всей схемы, в результате которой скорректированы параметры линий (рис. 7). После оптимизации коэффициент отражения в диапазоне 2,3 – 2,7 ГГц не превышает -18 дБ. Коэффициент усиления в рабочей полосе частот составляет более 40 дБ. Выходная мощность усилителя превышает 100 Вт.

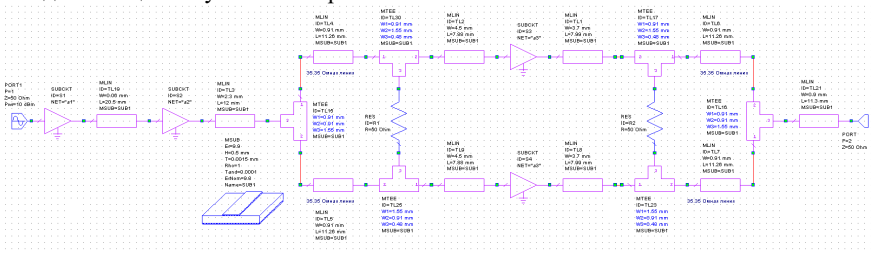


Рис. 5

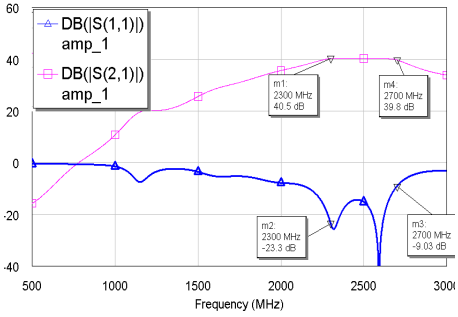


Рис. 6

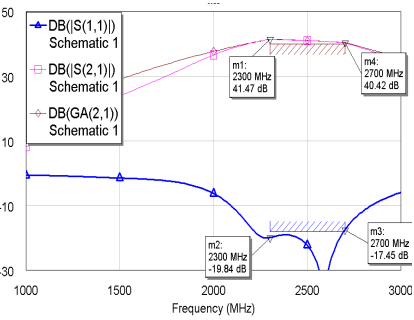


Рис. 7

Перспективы дальнейшего развития включают создание системы питания и управления, применение матричного метода для оптимизации согласования при добавлении разделительных и блокировочных элементов, а также миниатюризацию топологии.

[1] Белов Ю. Г. и др. Микроэлектронные устройства СВЧ: учеб. пособие – Нижний Новгород: Нижегород. Гос. техн. ун-т им. Р. Е. Алексеева, 2019, 130 с.
[2] Прокофьев Б. В. Выбор диэлектрических материалов для применения в выводах энергии мощных ЭВП СВЧ. ttps://mwelectronics.etu.ru/assets/files/2018/1/05_11.pdf
[3] Фельдштейн А. Л., Явич Л. Р., Смирнов В. П. Справочник по элементам волноводной техники. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Советское радио, 1967, 651 с.
[4] Малков Н. А., Пудовкин А. П. Устройства сверхвысоких частот: учеб. пособие. – Тамбов: Изд-во Тамб. гос. техн. ун-та, 2008, 92 с.

НАХОЖДЕНИЕ ЭКВИВАЛЕНТОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ СВЯЗИ НА СОСРЕДОТОЧЕННЫХ ЭЛЕМЕНТАХ ДЛЯ РАЗРАБОТКИ МИКРОПОЛОСКОВЫХ ФИЛЬТРОВ СВЧ-ДИАПАЗОНА

К.А. Жуков[1)], В.Р. Закамов[2)], А.С. Зайцева[1)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] Филиал АО «Корпорация «Комета» - «КБ Квазар»

Современные системы беспроводной связи, радиолокации, спутниковой навигации и радиоастрономии в подавляющем большинстве функционируют в диапазоне сверхвысоких частот, частью которого является дециметровый диапазон волн от 10 см до 1 м (от 300 МГц до 3 ГГц). Фильтры – один из основных элементов этих систем. Они используются для разделения и сложения сигналов разных частот в многоканальных системах связи или в узлах радиотехнических устройств [1]. Теория синтеза фильтров с заданными параметрами была хорошо развита на примере фильтров-прототипов с сосредоточенными элементами – катушками индуктивности и конденсаторами. На частотах порядка 1 ГГц необходимые номиналы значений сосредоточенных элементов становятся труднореализуемыми, поскольку появляются проблемы их измерения и реализации в виде чип-элементов. Вместо нереализуемых чип-элементов можно использовать отрезки линий передач, длина которых меньше длины волны и которые играют роль сосредоточенных реактивных элементов. Кроме того, взаимодействие между такими отрезками линий позволяет заменять элементы связи в фильтрах на сосредоточенных элементах. Проверка возможности таких преобразований проводилась расчётами и моделированием в САПР AWR.

На рис. 1 и рис. 2 представлены схема рассматриваемого полосно-пропускающего (ПП) фильтра-прототипа с рабочей частотой 2,54 ГГц и полосой пропускания от 2,4 ГГц до 2,68 ГГц, составленного из сосредоточенных элементов, и его амплитудно-частотная характеристика.

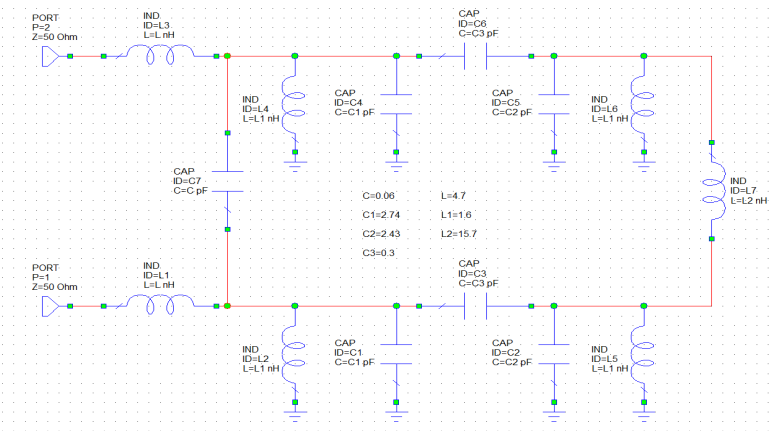


Рис. 1

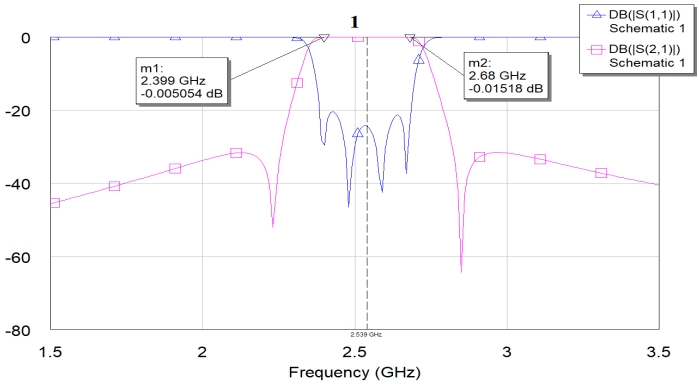


Рис. 2

В качестве элементов с распределенными параметрами будут выступать микрополосковые линии (МПЛ) и связанные микрополосковые линии (СМПЛ) на диэлектрической подложке из материала поликор с диэлектрической проницаемостью ε_r = 9,8 и высотой H = 0,5 мм. МПЛ описываются следующими характеристиками: толщина проводника T, длина линии передачи l, ширина линии W, волновое сопротивление Z_0. СМПЛ описываются тем же набором характеристик, за исключением того, что проводники расположены на достаточно близком расстоянии друг от друга, и между ними возникает электрическая и магнитная связь, величина которой зависит от расстояния S между ними [2]. Для составления эквивалентной схемы и расчета параметров ее элементов необходимо связать значения индуктивностей и емкостей изначальной схемы с этими параметрами.

Согласно работам [1, 3] эквивалентами индуктивности и емкости, подключенных на «землю», являются короткозамкнутые и разомкнутые отрезки линий передачи соответственно с физической длиной $0 < l < \lambda/4$. Эквивалентом параллельного LC-контура является отрезок линии передачи с физической длиной $l = \lambda/4$, также называемый четвертьволновым резонатором. Так как топология схемы с распределенными параметрами зависит от длины волны, то эквивалентными сосредоточенные элементы и МПЛ можно считать только в определенном узком диапазоне частот.

Расчет волнового сопротивления отрезка линии передачи осуществляется по известной формуле, которая выводится из решения телеграфных уравнений:

$$Z(-L) = Z_0 \frac{Z_n + iZ_0 \operatorname{tg}\theta}{Z_0 + iZ_n \operatorname{tg}\theta}, \qquad (1)$$

где Z_n – импеданс нагрузки линии, $\theta = kl$ – электрическая длина линии. Подставляя в качестве Z_n значения сопротивления короткозамкнутой линии ($Z_n = 0$) и разомкнутой линии ($Z_n = \infty$), получим уравнения, связывающие волновое сопротивление отрезка линии передачи и номинальные значения отдельных индуктивностей, емкостей, а также параллельного LC-контура:

$$Z_0 = \omega L \operatorname{ctg}\theta, \qquad (2)$$

$$Z_0 = \frac{1}{\omega C \operatorname{ctg}\theta}, \quad (3)$$

$$Z_0 = \frac{\operatorname{ctg}\theta\, \omega L}{1 - \omega^2 LC}. \quad (4)$$

Зная необходимое волновое сопротивление рассчитываемой МПЛ, можно найти ее геометрические характеристики W и l из решения уравнения для волнового сопротивления микрополосковой линии, выраженного в омах:

$$Z_0 = \begin{cases} \dfrac{60}{\sqrt{\varepsilon_{eff}}} \ln\left(\dfrac{8H}{W} + \dfrac{W}{4H}\right) & \text{при} \quad \dfrac{W}{H} \le 1, \\ \dfrac{120\pi}{\sqrt{\varepsilon_{eff}}\left[\dfrac{W}{H} + 1.393 + 0.667 \ln\left(\dfrac{W}{H} + 1.444\right)\right]} & \text{при} \quad \dfrac{W}{H} \ge 1, \end{cases} \quad (5)$$

где ε_{eff} – эффективная диэлектрическая проницаемость в линии [4]:

$$\varepsilon_{eff} = \frac{\varepsilon_r + 1}{2} + \frac{\varepsilon_r - 1}{2} \frac{1}{\sqrt{1 + 12\dfrac{H}{W}}}. \quad (6)$$

Подставляя выражение для ε_{eff} в уравнение для волнового сопротивления и решая его относительно W, можно получить ширину проводника и далее найти эффективную диэлектрическую проницаемость, с помощью которой определить длину четвертьволновой МПЛ $l = \frac{c}{4f_0\sqrt{\varepsilon_{eff}}}$, где c – скорость света, f_0 – центральная частота. Так как эти формулы не учитывают некоторые малые эффекты, например, дисперсию в линии передачи, реальные параметры линий немного корректируются с помощью САПР. Таким образом, с помощью использования приведенных формул был произведен расчет геометрических характеристик элементов с распределенными параметрами. Два LC-резонатора, расположенные слева, были реализованы в виде МПЛ с l = 11,14 мм, W = 2,284 мм. Два LC-резонатора, расположенные справа, и последовательная индуктивность L_7 между ними представлены в качестве СМПЛ с l =10,09 мм, W =2,234 мм и S = 0,52 мм.

Емкость связи C_7 двух других резонаторов реализована на разомкнутых СМПЛ небольших размеров W = 0,3 мм, l = 1 мм, S = 0,0825 мм. Поскольку МПЛ имеют емкость на «землю», то эти емкости должны быть компенсированы размерами резонаторов. Поэтому емкость C′ = 0,137 пФ уменьшает длину резонатора на величину $\Delta l = l - l' =$ 0,22 мм, где l' – длина МПЛ с учетом уменьшения емкости на величину C′.

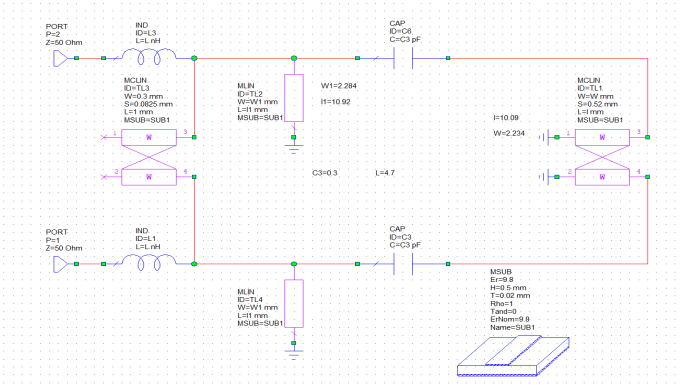


Рис. 3

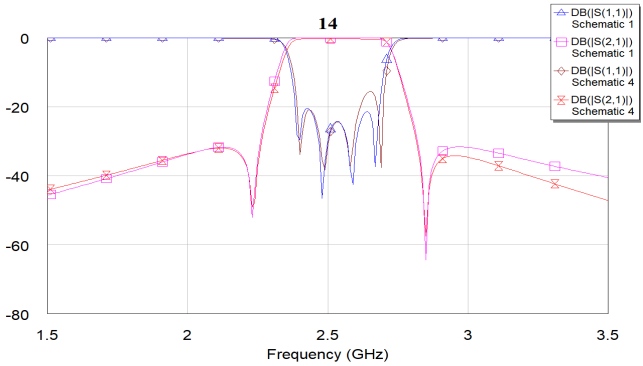


Рис. 4

На рис. 3 и рис. 4 представлены эквивалентная схема фильтра, включающая рассчитанные элементы с распределенными параметрами, и сравнение АЧХ полученного фильтра с АЧХ фильтра-прототипа. Таким образом, в работе показано, как с помощью решения телеграфных уравнений и теории электромагнитной связи рассчитать геометрические характеристики элементов с распределенными параметрами, эквивалентных L и C элементам на определенной частоте.

[1] Матсумото А. Фильтры и цепи СВЧ. – М.: Связь, 1976. 247 с.
[2] Mongia R., Bahl I.J., Bhartia P., Hong J. RF and microwave coupled-line circuits. – Boston: Artech House, 1999. 544 p.
[3] Фельдштейн А.Л., Явич Л.Р. Синтез четырехполюсников и восьмиполюсников на СВЧ. – М.: Связь, 1971. 388 с.
[4] Pozar D.M. Microwave engineering. 2nd ed. – New York: John Wiley & Sons, 1998. 704 p.

Секция «Электродинамика»

Заседание секции проводилось 21 мая 2026 г.
Председатель – А.В. Кудрин, секретарь – О.В. Мартынова.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXX научной конференции по радиофизике

СЕКЦИЯ
«КВАНТОВАЯ РАДИОФИЗИКА И ЛАЗЕРНАЯ ОПТИКА»

Председатель – А.В. Маругин, секретарь – К.Э. Сумачев.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ИМПУЛЬСНЫХ КАСКАДНЫХ INGAAS-INALAS ЛАЗЕРАХ (Λ ~ 8 МКМ)

И.В. Анохин, А.В. Маругин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Квантовые каскадные лазеры (ККЛ) с узкополосным спектром и возможностью плавной перестройки частоты излучения открывают новые возможности в области ИК-систем, в том числе – в спектроскопии молекулярных соединений. Каскадный лазер – это униполярный полупроводниковый излучатель, работающий на основе внутризонных переходов электронов в гетероструктурах с множественными квантовыми ямами, формирующих чередующиеся инжекторные и активные зоны (30 – 50 элементов каскада) [1, 2]. Длина волны излучения ККЛ определяется, таким образом, не шириной запрещённой зоны полупроводника, а геометрией квантово-размерных структур, что позволяет управлять рабочей длиной волны излучателя в широком диапазоне инфракрасного спектра.

Существенным ограничением работоспособности ККЛ являются значительные внутренние оптические потери, которые приводят к формированию повышенных пороговых токов накачки, что в свою очередь усугубляет проблему тепловыделения. Нестабильность теплового режима ККЛ проявляется в сильной температурной зависимости рабочих характе тик. Как следствие, при температурах T ~ 300 ºK в непрерывном режиме наблюдается интенсивный нагрев активной зоны, вызывающий уширение спектральной линии, снижение выходной мощности и постепенную деградацию параметров вследствие термоциклических нагрузок [1].

В последние годы в нашей стране продолжают активно развиваться технологии производства ККЛ, в частности, в ФТИ им. А.Ф.Иоффе (С.-П.). Однако, несмотря на значительный прогресс в разработке ККЛ за рубежом, российские аналоги пока остаются менее изученными с точки зрения их практического применения, в том числе – и в лазерной спектроскопии. На данный момент существуют образцы ККЛ, излучающие в среднем ИК-диапазоне и работающие в импульсном режиме при комнатной температуре. Изучению такого рода образцов ККЛ на основе гетероструктур InGaAs – InAlAs с рабочей длиной волны $\lambda \sim 8$ мкм и посвящена данная работа.

Для проведения экспериментов по изучению тепловых режимов работы излучателя был создан измерительный стенд, состоящий из лазера с импульсным драйвером, синхронного детектора Stanford Research SR810; осциллографа OWON SDS1202, юстировочного комплекса на основе ZnSe оптики и спектрометра Solar M266. С устройства управления амплитудой тока подавались импульсы длительностью в несколько сотен наносекунд, что потребовало использования специальных адаптированных драйверов и комплекса мер по обеспечению электромагнитной совместимости аппаратуры. В качестве элемента управления температурным режимом излучателя использовались микрохолодильники, основанные на эффекте Пельтье. Анализ сигналов производился на PC со специализированной программой для обработки сигнала в среде LabView.

Исследованные лазеры на основе гетероструктур InGaAs – InAlAs были изготовлены в качестве опытных образцов в ФТИ им. А.Ф.Иоффе (С.-П.) [3]. В излучателях реализован оптический резонатор Фабри-Перо за счет сколов граней кристалла, длина резонатора составляла 3 мм, ширина активной зоны – 40 мкм. Лазеры способны

работать при комнатной температуре в импульсном режиме в диапазоне тока питания до ~10 А. Длина волны генерации излучателей составляет ~ 7,85 мкм, лазер при этом имеет многочастотный спектр с количеством продольных мод от 3 до 10 в зависимости от режима возбуждения.

Были проведены исследования выходных ватт-амперных характеристик излучателей при разных температурах подложки. Результаты измерений показаны на рис. 1. Известно, что для полупроводниковых лазеров характерна экспоненциальная зависимость порогового тока от температуры вида $I_{пор} = I_0 \cdot \exp(T/T_0)$, где характеристический параметр T_0 намного ниже рабочей комнатной температуры (для исследованных образцов он по результатам измерений имел значение $T_0 \approx 105^0$К). Такая особенность приводит к резкому изменению выходной пиковой мощности лазера при его разогреве или охлаждении при неизменном уровне возбуждения. Таким образом, регистрация вариаций уровня выходной мощности при фиксированном уровне накачки позволяет реализовать эффективный и простой метод контроля мгновенных значений температуры активного слоя, что является необходимым условием при реализации спектроскопических систем на основе каскадных лазеров. Следует отметить, что альтернативные варианты подобных методик могут быть основаны, например, на регистрации фотолюминесценции слоев каскадной структуры под воздействием внешнего облучения образца дополнительным лазерным излучением видимого диапазона [4], что, несомненно является гораздо более сложным вариантом подобной диагностики.

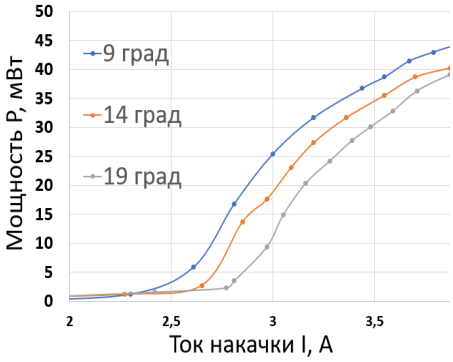


Рис. 1

На рис. 2 представлена характерные осциллограммы импульса тока лазерного драйвера (I = 3,5 А) и соответствующего сигнала с фотодиода, регистрирующего лазерное излучение. Наблюдается характерное падение мощности излучателя в течение импульса, обусловленное разогревом активного слоя. По виду наблюдаемого спада мощности с учетом данных, представленных на рис. 1, можно оценить величины дополнительного разогрева активной зоны ККЛ при пропускании импульсов тока через структуру. Расчеты показывают, что, например, при амплитуде импульса тока 3,5 А разогрев лазерной среды происходит непрерывно в течение импульса тока и достигает значений ~ 10 ^{0}К при длительности возбуждающего импульса 400 нск. Следует отметить, что при росте тока накачки температурный разогрев оказывается пропорциональным уровню питания лазера.

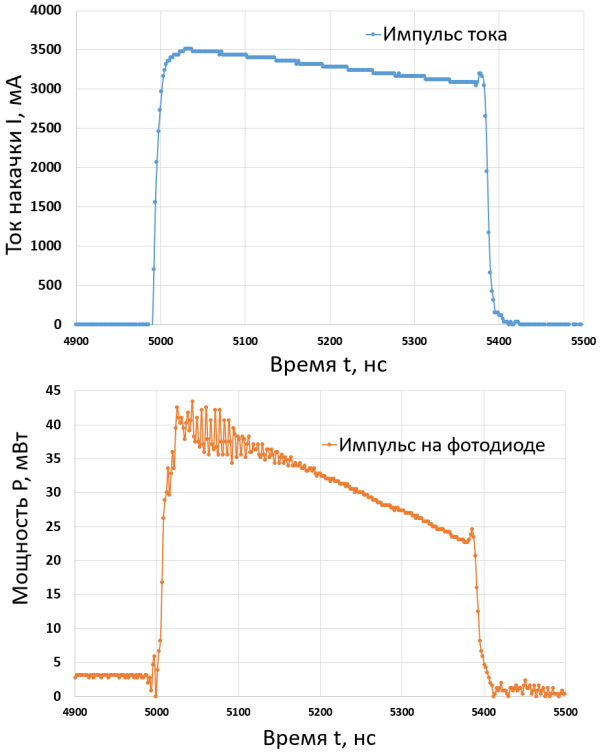


Рис. 2

Были измерены спектры генерации ККЛ для разных температур подложки (теплоотвода), при этом рабочая температура итзлучателя контролировалась с помощью термоэлектрического элемента Пельтье (в диапазоне 5°–30°С), а длительность импульсов накачки устанавливались на минимальном значении – 80 – 100 нс. Результаты измерений показывают, что в соответствии с теоретической моделью ККЛ линия усиления лазера слабо зависит по частоте от температуры активного слоя, так как определяется взаимным положением локализованных уровней в каскадах квантовых ям. Это приводит к тому, что огибающая спектра генерации ККЛ, в отличие от традиционных межзонных полупроводниковых лазеров демонстрирует с изменением температуры только незначительные спектральные сдвиги, не превышающие 0,05 нм/град.

С другой стороны, разогрев полупроводниковой среды вызывает, в свою очередь, пропорциональное увеличение оптической длины резонатора из-за температурного роста показателя преломления с коэффициентом $dn/dT \approx 3 \cdot 10^{-4}$ 1/град. В результате частота отдельной моды свипирует в пределах каждого импульса со скоростью перестройки $d\lambda/dT \approx 0{,}7$ нм/град. Следует отметить, что для исследованных структур ККЛ расстояние между продольными модами составляет $\Delta\lambda = 3{,}07$ нм, и таким образом. мгновенный разогрев активного слоя в течение импульса накачки приводит к тому, что уже при длительности импульса питания лазера $\tau \sim 200$ нс происходит полное перекрытие межмодового интервала.

Для систем лазерной спектроскопии газовых соединений требуется обеспечить за счет перестройки зондирующего лазерного излучения спектральное согласование с компонентами вращательной структуры исследуемого газа. Управление спектральными параметрами лазера за счет регулировки уровня тока возбуждения ККЛ не способно обеспечить достаточно широкозонную перестройку частоты излучателя и может использоваться только для окончательной прецизионной подстройки излучателя. В этом плане температурный канал управления частотой излучения ККЛ может рассматриваться как основной метод реализации спектрометра с ККЛ в качестве источника зондирующего излучения в системах оптической диагностики молекулярных соединений. В рамках данной работы была экспериментально продемонстрирована реализация метода абсорбционной лазерной спектроскопии с ячейкой, заполненной эталонным газом N_2O, у которого колебательно–вращательная структура основного колебательного терма (симметричное валентное колебание ν_1 (~1285 $см^{-1}$) [5]) соответствует по частоте спектру излучения исследованных нами образцов ККЛ. Полученные предварительные результаты показали эффективность использования импульсных ККЛ с оптимальными параметрами возбуждения для мониторинга газов в диапазоне длин волн ~ 8 мкм.

Работа выполнена при поддержке национального проекта «Наука и университеты» (проект FSWR-2024-0004) за счёт субсидии федерального бюджета на финансовое обеспечение государственного задания на выполнение научно-исследовательских работ.

[1] Faist J. «Quantum Cascade Lasers» // Oxford University Press. 2013. 306 p.
[2] Андронов А.А., Гордин А.И., Зинченко Д.И. и др. // Известия ВУЗов. Радиофизика. 2003. Т. 46, № 8-9. С. 742.
[3] Дюделев В.В., Черотченко Е.Д., Врубель И.И. и др. // Письма в ЖТФ. 2024. Т. 50, вып. 22. С.65.
[4] Lops A., Spagnolo V., Soamarcio G. // J.Appl.Phys. 2006. 100-043109.
[5] https://hitran.iao.ru/molecule/simlaunch?mol=4

ТВЕРДОТЕЛЬНЫЙ ND:YAG-ЛАЗЕР С ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ 1338 НМ: ПРИНЦИПЫ РАБОТЫ И МЕДИЦИНСКИЕ ПРИМЕНЕНИЯ

А.В. Аппанова, А.П. Савикин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Лазеры на основе алюмоиттриевого граната с неодимом (Nd^{3+}:YAG), генерирующие на длине волны 1338 нм (переход $^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$), представляют значительный интерес для медицинских приложений. Однако реализация эффективной генерации на данном переходе затруднена сильной конкуренцией со стороны более сильной основной линии 1064 нм, сечение вынужденного излучения которой примерно в 5 раз выше. Кроме того, низкий коэффициент ветвления люминесценции для перехода 1338 нм приводит к высоким пороговым мощностям накачки и значительному тепловыделению в активном элементе [1]. Возникающий эффект тепловой линзы приводит к деформации резонатора и ухудшению пространственного профиля пучка. В данной работе исследуются энергетические, временные и спектральные характеристики лазера, а также рассматриваются основы его применения в медицине.

Высокий интерес к использованию данной длины волны в медицине обусловлен характером её взаимодействия с основными поглотителями (хромофорами) биологических тканей, в первую очередь – с водой. На длине волны 1338 нм коэффициент поглощения излучения водой существенно выше (μ_a = 5-15 $см^{-1}$), чем на классической длине волны 1064 нм (μ_a = 0,15-0,3 $см^{-1}$), что обеспечивает меньшую глубину проникновения пучка в ткань: 0,1-0,2 мм для 1338 нм и 3-10 мм для 1064 нм [2]. Это делает лазер на 1338 нм идеальным прецизионным, «поверхностным» инструментом.

Данный лазер применяется в следующих отраслях медицины: в косметологии он используется для неаблятивного омоложения, лечения растяжек и рубцов. Он создает в коже микроканалы коагуляции, запуская процесс образования нового коллагена в 3-4 раза быстрее, чем другие методики, причем риск ожогов из-за меланина у пациентов с темной кожей здесь минимален [3]. В хирургии и эндоскопии (например, при бронхоскопии) уникальное поглощение в воде и плазме крови позволяет использовать лазер в качестве высокоточного оптического скальпеля. В отличие от обычного скальпеля, луч мгновенно испаряет клеточную воду, делая разрез предельно тонким, и одновременно надежно «заваривает» мелкие кровеносные сосуды — осуществляет коагуляцию. Клинические данные подтверждают его высочайшую эффективность при лазерной резекции очаговых поражений (например, при туберкулемах и метостазах), позволяя максимально сохранять здоровые ткани пациента [4].

Описание эксперимента и обсуждение полученных результатов

Излучение непрерывного диодного лазера фокусировалось в активный элемент Nd:YAG с помощью оптической системы линз. Для подавления паразитной генерации на основной линии 1064 нм использовались селективные диэлектрические зеркала, обеспечивающие высокие потери на длине волны 1064 нм и максимальное отражение для целевой линии 1338 нм. Оптический резонатор был образован входным глухим зеркалом (с высоким пропусканием на 808 нм (T> 90%) и максимальным отражением в

диапазоне 1.3 мкм (R=92%) и выходным зеркалом с коэффициентом пропускания T=8% на рабочей длине волны. Для подавления паразитной генерации на переходе 1064 нм оба зеркала резонатора имели покрытие с высоким коэффициентом пропускания на этой длине волны. Измерение выходной мощности лазера проводилось с помощью измерителя мощности EO SOLO2 Gentec Laser Power Meter, а временная динамика излучения регистрировалась фотодиодом и цифровым осциллографом Tektronix TD S2024. В ходе экспериментов были получены зависимости выходной мощности лазера от мощности диодной накачки для двух длин оптического резонатора (рис. 1).

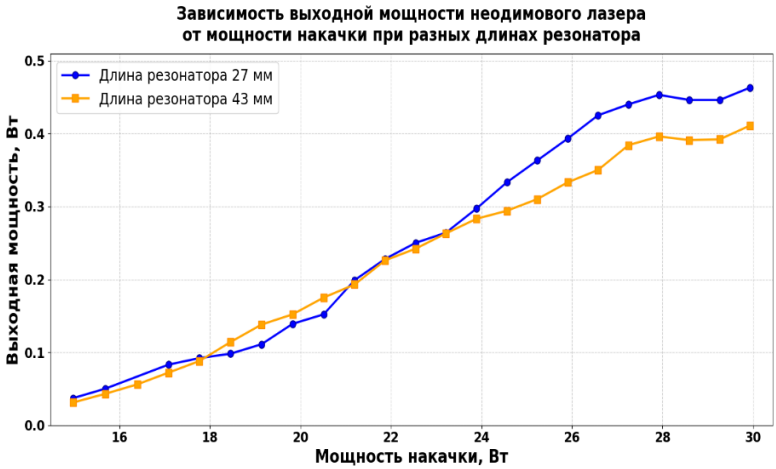


Рис. 1

Выходные кривые имеют линейный характер вблизи порога генерации с последующим загибом, вызванным тепловыми эффектами в лазерной среде. По результатам измерений, при длине резонатора 27мм максимальная выходная мощность составила 463 мВт, полный КПД достиг 1,62 %, а дифференциальный КПД лазера достиг 3,5%. При длине резонатора 43 мм максимальная мощность равнялась 411 мВт, $\eta_{полн}$= 1,37% и $\eta_{дифф}$= 2,5%. Уменьшение длины резонатора до 27мм позволило повысить максимальную мощность на 12,5%,

Также были исследованы генерационные характеристики лазера, работающего в различных режимах. Были получены осциллограммы излучения Nd:YAG-лазера как в режиме свободной генерации, так и в режиме модуляции добротности резонатора. В режиме свободной генерации (рис.2) наблюдаются релаксационные колебания: хаотичная последовательность импульсов с нестабильной амплитудой и случайными интервалами. Это происходит из-за неконтролируемого сброса накопленной энергии.

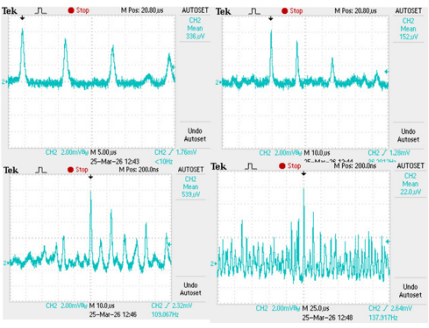


Рис. 2

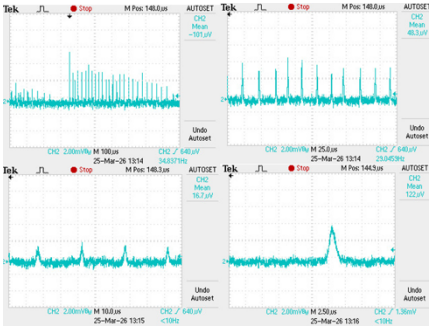


Рис. 3

На рис. 3 показан режим пассивной модуляции добротности резонатора. Для перевода лазера в режим модуляции добротности в резонатор помещался пассивный затвор. Он представляет собой кристалл алюмоиттриевого граната, легированный ионами четырехвалентного хрома (YAG:Cr^{4+}), с начальным (линейным) коэффициентом пропускания T_0 = 92%. При введении модулятора в резонатор картина кардинально меняется: импульсы становятся строго эквидистантными (то есть регулярными), их амплитуда выравнивается, а длительность остается такой же. Для медицинских задач именно такой стабильный и регулярный режим является критически важным для дозированного и точного воздействия на ткани.

Также был снят спектр генерации (рис. 4). В нем наблюдается сильная линия на целевой длине волны 1338 нм. Также наблюдается вторая, менее интенсивная линия на длине волны 1318 нм. Ее появление обусловлено штарковским расщеплением верхнего и нижнего энергетических уровней рабочего перехода.

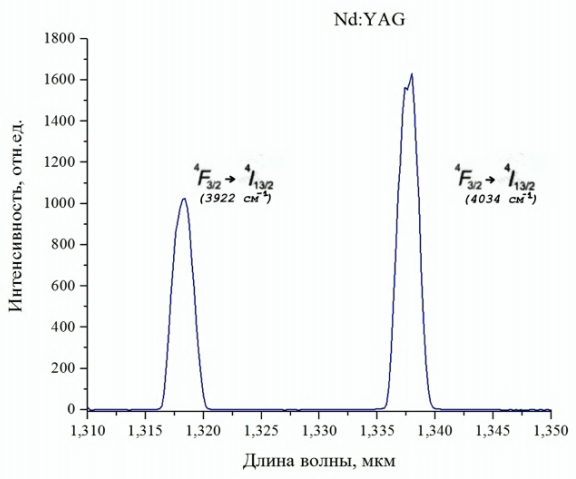


Рис. 4

Оба этих перехода происходят с одного и того же верхнего метастабильного уровня $^4F_{3/2}$ в один и тот же нижний мультиплет $^4I_{13/2}$, и обладают одинаковым сечением излучения. Наличие конкуренции между этими переходами делает задачу селекции критически важной. Для генерации на длине волны 1338 нм необходимо использовать селективный резонатор. Например, размещая внутри резонатора дисперсионную призму или заменяя одно из зеркал дифракционной решёткой.

Таким образом, в рамках данной работы были проведены исследования генерационных характеристик неодимового лазера с диодной накачкой. Полученные зависимости выходной мощности лазера от длины резонатора показали, что уменьшение длины резонатора приводит к росту выходной мощности. Экспериментально показана возможность получения генерации неодимовым лазером высокостабильных, регулярных импульсов на длине волны 1338 нм.

Ключевой особенностью излучения на этой длине волны является её сильное поглощение водой в биологических тканях (в 30–50 раз выше, чем на 1064 нм), что обеспечивает предельно малую глубину проникновения (~0.1–0.2 мм) и делает данный лазер идеальным для прецизионных поверхностных медицинских процедур: неаблятивного омоложения, шлифовки кожи и контролируемого поверхностного рассечения тканей с хорошим гемостазом.

[1] Зверев Г. М., Голяев Ю.Д., Шалаев Е.А., Шокин А.А. Лазеры на алюмоиттриевом гранате с неодимом // – М.: Радио и связь, 1985, с. 144.
[2] Серебряков В.А. // Лазерные технологии в медицине – СПб: СПбГУ ИТМО, 2009, с. 266.
[3] Meyer C. P., Koryllos A., Hindricks D. et al. // Frontiers in Surgery. 2021. Vol. 8. P. 646269.
[4] Levy J. L., Trelles M., Lagarde J. M. et al. // Annals of Plastic Surgery. 2001. Vol. 47. P. 482.

СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА СТЕКЛА ZBLAN:Er^{3+}/Ho^{3+} ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ИЗЛУЧЕНИЕМ ДВУХМИКРОННОГО ДИАПАЗОНА

В.А. Еголин, А.П. Савикин, С.В. Курашкин, А.В. Маругин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Матрицы, легированные ионами Ho^{3+}, позволяют преобразовывать лазерное излучение в диапазоне 1800-2150 нм в видимый свет (см., например, [1]). Задача визуализации излучения в данной области возникла в связи с применением ИК-лазеров в системах мониторинга окружающей среды, клинической медицине и др. областях [2, 3].

Интерес к изучению ап-конверсионной люминесценции пары ионов Er^{3+}-Ho^{3+} при возбуждении излучением в области 2 мкм появился из-за наличия у ионов Er^{3+} перехода $^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$, энергия которого близка к энергии перехода $^2F_{7/2} \rightarrow {}^2F_{5/2}$ ионов Yb^{3+}. Из литературы известно, что введение донорного иона Yb^{3+} обеспечивает высокий выход ап-конверсионной люминесценции (см., например, [4,5]). Это обусловлено большой величиной сечения поглощения на переходе $^2F_{7/2} \rightarrow {}^2F_{5/2}$ по сравнению с акцептором и увеличением отношения вероятности суммирования энергии возбуждения к вероятности кросс-релаксации [6]. Так, донор-акцепторная пара Yb^{3+}-Ho^{3+} эффективно преобразует ИК-излучение в области 2 мкм в видимое с длинами волн 490, 545 и 650 нм [7].

Интенсивность ап-конверсионной люминесценции существенно зависит от выбора матрицы, в которую внедрён ион. Высокой эффективностью ап-конверсии обладают соединения на фторидной основе благодаря их малой вероятности безызлучательной многофононной релаксации. К таким средам относится фторидное стекло ZBLAN (ZrF_4-BaF_2-LaF_3-AlF_3-NaF).

Результаты

Исследована ап-конверсионная люминесценция стекла ZBLAN:Er^{3+}/Ho^{3+} при возбуждении излучением Tm^{3+}:YAP лазера с длиной волны 1,94 мкм. В видимой части спектра наблюдались полосы в диапазонах длин волн 515-560 нм и 630-680 нм. Наибольшую интенсивность имела красная линия на длине волны 655 нм, соответствующая переходам $^4F_{9/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ ионов Er^{3+} и $^5F_5 \rightarrow {}^5I_8$ ионов Ho^{3+}. Зелёная полоса состояла из двух пиков. Линия с длиной волны 520 нм относилась к переходу $^2H_{11/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ ионов Er^{3+}, а линия в области 540 нм соответствовала переходам $^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ ионов Er^{3+} и $^5S_2$,$^5F_4 \rightarrow {}^5I_8$ ионов Ho^{3+}.

Проведены исследования концентрационных зависимостей интенсивности ап-конверсионной люминесценции. Показано, что с увеличением концентрации ионов Ho^{3+} интенсивность люминесценции возрастает, а добавление ионов Er^{3+} способствует значительному увеличению эффективности ап-конверсии.

На основе измеренных спектров ап-конверсионной люминесценции и кинетики послесвечения синтезированных образцов составлена схема взаимодействия ионов Er^{3+} и Ho^{3+} в процессах ап-конверсии. На рисунке проиллюстрированы предполагаемые механизмы обмена энергией между ионами.

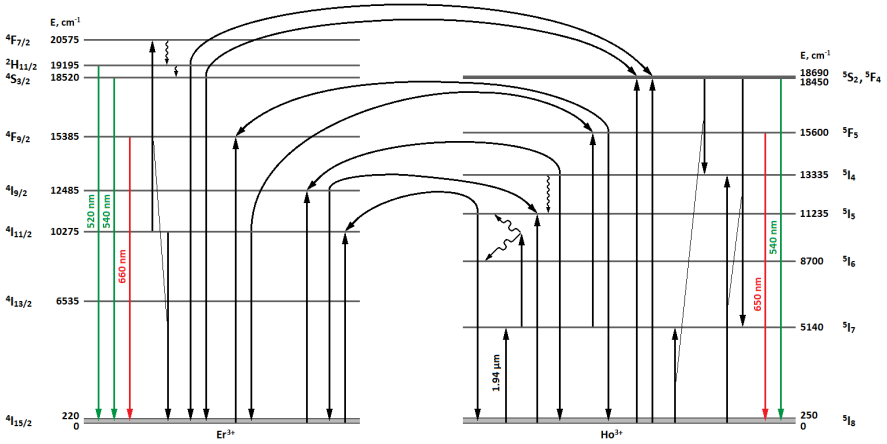


Рис.

Работа выполнена при поддержке национального проекта «Наука и университеты» (проект FSWR-2024-0004) за счёт субсидии федерального бюджета на финансовое обеспечение государственного задания на выполнение научно-исследовательских работ.

[1] Ляпин А.А., Рябочкина П.А., Ушаков С.Н., Федоров П.П. // Квантовая электроника. 2014. Т. 44, № 6. С. 602.
[2] Walsh B.M. // Laser Phys. 2009. Vol. 19, no. 4. P. 855.
[3] Wenk S., Fürst S., Danicke V., Kunde D.T. // In.: Advances in Medical Engineering. / Ed. by T.M. Buzug, D. Holz, J. Bongartz, M. Kohl-Bareis, U. Hartmann, S. Weber. – Heidelberg: Springer, 2007. P. 447.
[4] Auzel F., Pecile D., Morin D. // J. Electrochem. Soc. 1975. Vol. 122, № 1. P. 101.
[5] Lemański K., Pązik R., Dereń P.J. // Opt. Mater. Vol. 34, no. 12. P. 1990.
[6] Казарян А.К., Тимофеев Ю.П., Фок М.В. // В кн.: Центры свечения редкоземельных ионов в кристаллофосфорах. / Ред. Н.Г. Басов – Москва: Изд-во Наука, 1986. С. 4.
[7] Савикин А.П., Егоров А.С., Будруев А.В., Гришин И.А. // Опт. и спектр. 2016. Т. 120, no. 6. С. 963.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПОЛЕЙ В НЕОДНОРОДНО ЛЕГИРОВАННЫХ СТЕРЖНЯХ CR:ZNSE

Д.А. Нуждин, О.В. Мартынова, В.А. Еськин, А.П. Савикин, С.В. Курашкин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Лазеры на кристаллах Cr:ZnSe являются широко распространенными источниками излучения среднего инфракрасного диапазона (2–3 мкм). Под воздействием интенсивной накачки внутри Cr:ZnSe формируется неоднородное температурное поле, и как следствие, неоднородное распределение показателя преломления, что в совокупности с высоким значением термооптического коэффициента ($dn/dT = 6{,}4 \times 10^{-5}$ K^{-1} [1]) приводит к возникновению сильной тепловой линзы в активном элементе. Данное явление ограничивает стабильность лазерного резонатора и ведет к снижению качества выходного пучка.

Традиционно в рассматриваемых лазерах используются плоскопараллельные активные элементы с однородным распределением концентрации ионов хрома. В качестве перспективной альтернативы в работе рассматривается переход к цилиндрической геометрии активного элемента (стержень) в сочетании с радиально-неоднородным профилем легирования. Такой подход позволяет перераспределять тепловыделение в объеме активной среды за счет снижения концентрации активных ионов в центральной зоне и ее контролируемого увеличения к периферии кристалла, что потенциально может привести к уменьшению оптической силы наведенной тепловой линзы по сравнению с однородно легированными активными элементами.

Целью настоящей работы является сравнительное исследование температурных полей, формирующихся при торцевой накачке в стержнях Cr:ZnSe с однородным и радиально-неоднородным профилями легирования.

Моделирование температурных полей

Моделирование стационарного температурного поля проводилось в стержне Cr:ZnSe длиной $L = 5$ мм и радиусом $R = 2$ мм. Его нагрев обусловлен поглощением непрерывного излучения накачки с длиной волны $\lambda_\mathrm{p} = 1908$ нм. Предполагалось, что распределение интенсивности накачки по поперечной координате r является гауссовым. Для сравнительного анализа в качестве эталонного был выбран однородно легированный стержень с концентрацией хрома $N_{\mathrm{Cr}0} = 5{,}0 \times 10^{18}$ cm^{-3}, что при ненасыщенном коэффициенте поглощения $\alpha_0 = \sigma_\mathrm{abs} N_{\mathrm{Cr}0} = 3{,}5$ cm^{-1} обеспечивает поглощение $\eta_\mathrm{abs} = 82{,}6$ % падающей мощности накачки. Расчеты проводились для мощностей P_in в диапазоне от 0,5 до 20 Вт для четырех значений радиуса пучка накачки w_p: 250, 500, 750 и 1000 мкм. Для каждого из перечисленных значений w_p посредством решения задачи диффузии был найден радиально-неоднородный профиль $N_\mathrm{Cr}(r)$ такой, чтобы доля поглощенной мощности накачки соответствовала случаю однородного легирования (рис. 1).

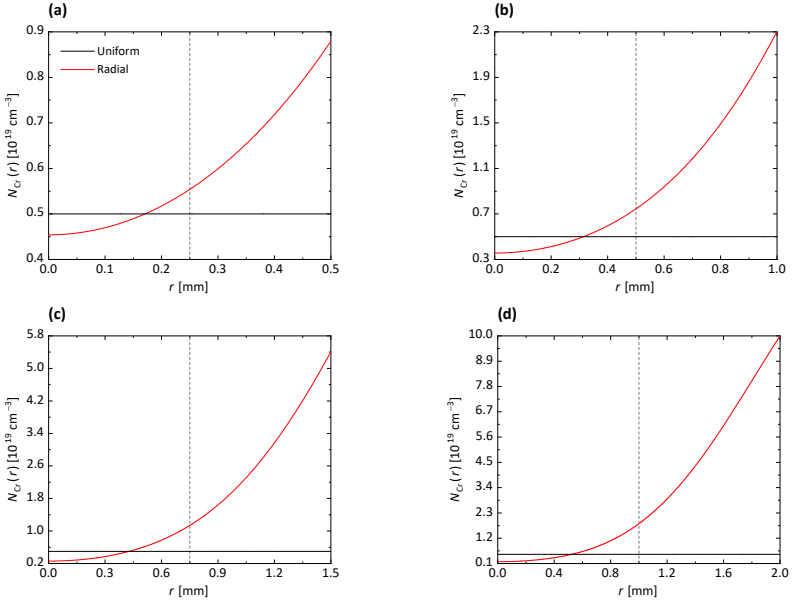


Рис. 1

Моделирование температурных полей в стержне Cr:ZnSe для каждого профиля легирования проводилось в двух постановках: в приближении постоянной теплопроводности $\kappa_C = 18{,}79$ Вт м$^{-1}$ K^{-1} и с учетом ее температурной зависимости $\kappa(T)$, представленной в работе [2]. Второй подход позволяет перейти к более точному описанию градиента температуры в стержне при высоких уровнях накачки.

Расчет пространственного распределения температуры $T(r,z)$ проводился в программном пакете COMSOL Multyphysics на основе решения стационарного уравнения теплопроводности

$$\nabla \cdot [\kappa(T)\nabla T(r,z)] + Q(r,z) = 0 \qquad (1)$$

с граничным условием на поверхности стержня

$$-\kappa(T)\frac{\partial T}{\partial n}\Big|_S = h(T_c - T|_S), \qquad (2)$$

где коэффициент теплоотдачи $h = 0{,}25$ Вт см$^{-2}$ K^{-1} [3] на боковой поверхности, находящейся в сухом контакте с медным радиатором, поддерживаемом при температуре $T_c = 300$ K, $h = 5{,}6 \times 10^{-4}$ Вт см$^{-2}$ K^{-1} на торцевых гранях. Объемная плотность тепловыделения $Q(r,z)$ записывается в виде:

$$Q(r,z) = \frac{2\eta_h \sigma_{abs} N_{Cr}(r) P_{in}}{\pi w_p^2} e^{-2r^2/w_p^2} e^{-\sigma_{abs} N_{Cr}(r) z}, \quad (3)$$

где $\eta_h = 1 - \lambda_p/\lambda_l$, $\lambda_l = 2420$ нм – длина волны лазерной генерации.

Результаты и обсуждение

Характерные распределения температуры $T(r,z)$ в объеме активного элемента представлены на рис. 2. Увеличение радиуса пучка накачки при фиксированной мощности приводит к снижению максимальной температуры в стержне.

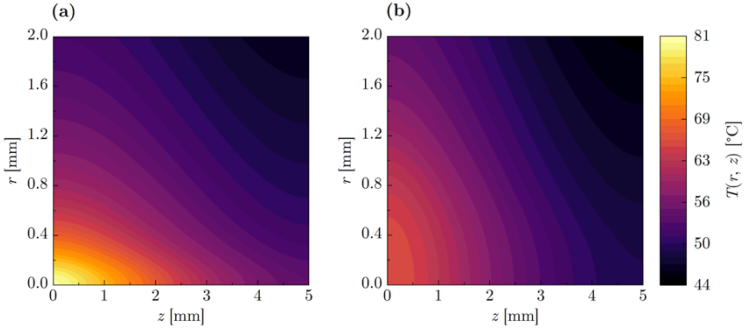


Рис. 2

Влияние неоднородности радиального профиля легирования целесообразно рассмотреть на примере широких пучков ($w_p = 500; 1000$ мкм), поскольку в области $r \leq w_p$ формируется наиболее выраженный градиент концентрации активных ионов. На рис. 3 приведены радиальные профили температуры в сечении $z = 0$, рассчитанные при постоянном значении $\kappa = \kappa_C$ для $P_{in} = 20$ Вт. Установлено, что влияние неоднородности профиля существенно именно для широких пучков накачки. В центральной области неоднородно легированного стержня по сравнению с однородно легированным наблюдается заметное снижение градиента температуры, что является ключевым фактором для ослабления наведенной тепловой линзы. В то же время, как видно из рис. 3, для пучков накачки с $w_p \leq 500$ мкм влияние неоднородности профиля оказывается незначительным.

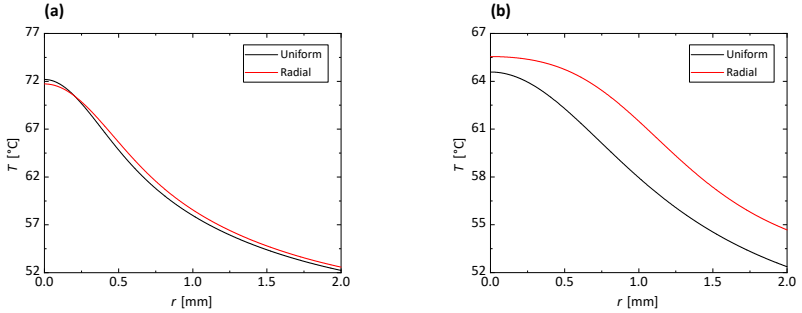


Рис. 3

Также на величину температурных градиентов влияет температурная зависимость коэффициента теплопроводности материала $\kappa(T)$. Данный эффект наиболее выражен при высоких плотностях мощности накачки, что проиллюстрировано на примере однородно легированного стержня при $w_{\mathrm{p}} = 250$ мкм. Как видно из рис. 4, при малой мощности накачки ($P_{\mathrm{in}} = 0{,}5$ Вт) вклад зависимости $\kappa(T)$ в формирование температурного поля пренебрежимо мал (относительная разница максимальных температур в кристалле составляет 0,01%). Однако при $P_{\mathrm{in}} = 20$ Вт эта разница составляет уже 6%, что сопровождается увеличение градиента температуры в области $r \leq w_{\mathrm{p}}$. Для сравнения если взять гауссов пучок накачки с радиусом $w_{\mathrm{p}} = 100$ мкм при $P_{\mathrm{in}} = 20$ Вт, относительная разница пиковых температур достигает 8%, в то время как для широкого пучка $w_{\mathrm{p}} = 1000$ мкм она снижается до 2,7%.

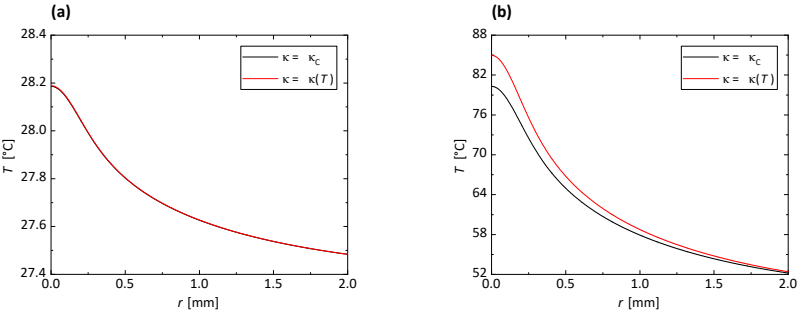


Рис. 4

Таким образом, для корректного описания температурных полей в условиях интенсивной острофокусированной накачки, характерной для режимов лазерной генерации, необходимо учитывать температурную зависимость теплопроводности активной среды.

Работа выполнена при поддержке национального проекта «Наука и Университеты» (проект FSWR-2024-0004) и Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект FFSR-2025-0004).

[1] Li H.H. // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1984. Vol. 13, no. 1. P. 103.
[2] Лугуева Н.В., Лугуев С.М., Дунаев А.А. // Физика твердого тела. 2003. Т. 45, № 3. С. 424.
[3] Chénais S., Druon F., Forget S., Balembois F., Georges P. // Progress in Quantum Electronics. 2006. Vol. 30, no. 4. P. 89.

ОБРАБОТКА СПЕКТРАЛЬНЫХ ДАННЫХ С ПОМОЩЬЮ ИИ

И.Ю. Перунин

ООО «Мелситек»

В последнее время искусственный интеллект (ИИ), основанный на больших языковых моделях (LLM, Large Language Models, [1]) совершает *качественный переход от вспомогательного инструмента к роли мощного соавтора* в научных исследованиях и инженерных задачах. Современные нейросетевые архитектуры и алгоритмы оптимизации позволяют анализировать многомерные экспериментальные данные, выявлять скрытые закономерности и автоматизировать проектирование сложных систем. Из примеров можно выделить обнаружение неочевидных физических взаимодействий в плазме [2], а также оптимизацию цикла проектирования интегральных схем за счёт байесовской оптимизации и RL-алгоритмов в EDA-средах [3]. При этом *ИИ может успешно применяться и для автоматизации рутинных инженерных задач*, в том числе специалистами без глубокой экспертизы в программировании.

В рамках создания системы входного контроля оптических фильтров была поставлена задача создания ПО для автоматической обработки массивов данных измерения спектров пропускания, выполнения множества проверок требований к спектрам и формирования отчётов. Традиционная разработка подобного ПО заняла бы месяцы работы опытного инженера. Вместо этого был реализован подход к созданию программы полностью при поддержке генеративного ИИ.

Первые попытки разработки в диалоговых чатах демонстрировали работоспособность на небольшой кодовой базе, но имели существенные ограничения: быстрая потеря контекста моделью после нескольких итераций, замедление генерации кода по мере роста окна контекста, а также необходимость выполнения множества рутинных операций ручного копирования и сохранения файлов.

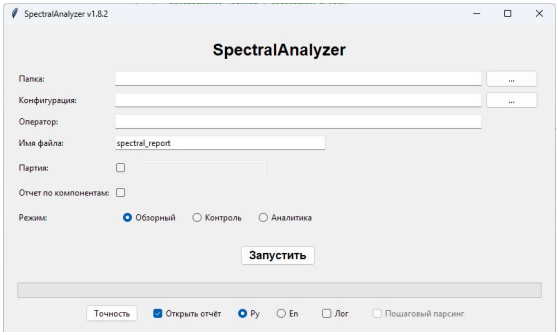
Ключевым решением стал переход от диалоговых чатов к *CLI-инструментам* (Command Line Interface, Qwen Code [4]) в связке с IDE VS Code, системой контроля версий Git и локальной средой выполнения. Это обеспечило автоматическую индексацию дерева проекта, зависимостей и тестов; хранение контекста проекта в отдельном файле (QWEN.md); выполнение команд, генерацию патчей и применение изменений в едином сеансе, детерминированность процессов.

В процессе работы сформирована *методология взаимодействия с ИИ-ассистентом*:

- постановка задач в виде детализированных мини-ТЗ;
- активное управление контекстным файлом: удаление неактуальных фрагментов, сжатие до 100–200 строк для сохранения скорости работы;
- ведение параллельной документации с техническими требованиями для верификации логики;
- обязательное покрытие кода автоматизированными тестами;
- строгое разделение режимов работы: планирование (только чтение, валидация архитектуры), default/auto-edit (контролируемое применение изменений), YOLO (полная автоматизация, только для некритичных сценариев);
- сквозное использование Git для фиксации коммитов, отслеживания истории изменений и оперативного отката при возникновении проблем;

- интеграция агентных инструментов: skills (узкоспециализированные навыки), sub-agents (параллельное решение подзадач), MCP-серверы (Model Context Protocol) для взаимодействия с внешними сервисами [5];
- обязательная финальная валидация ПО на реальных экспериментальных данных перед вводом в эксплуатацию.

В результате за 2 месяца на языке программирования *Python* был создан полнофункциональный комплекс, удовлетворяющий всем поставленным требованиям. Объем кодовой базы составил около 20 000 строк. Интерфейс приложения представлен на рисунке. Требования для проверки задаются файлом конфигурации в формате *json* с гибкой структурой данных. Программа считывает и обрабатывает данные для всех компонентов, указанных в файле конфигурации, выполняет необходимые расчеты и проверки и сохраняет отчет в формате *xlsx*. Время работы программы для обработки десятков файлов данных составляет несколько секунд, что является практически мгновенным результатом по сравнению с ручными расчетами (оценка в 18-35 часов на 50 файлов) через электронные таблицы и позволяет организовать быстрый и эффективный процесс входного контроля. Также в программе реализованы дополнительные режимы для выполнения общих исследовательских и инженерных задач.



Таким образом, применение ИИ (LLM) в качестве инженерного соавтора позволяет существенно сократить сроки разработки специализированного научного ПО, сохраняя высокое качество и надёжность. Методология CLI-разработки с контролем контекста, сквозным тестированием и строгой валидацией демонстрирует *практическую применимость для задач*, требующих точных математических расчётов и строгой валидации данных. В ближайшей перспективе можно ожидать появления «ИИ-ориентированных» сред разработки «под ключ», что сделает создание научных инструментов доступным для узкопрофильных специалистов без глубоких навыков программирования.

[1] Zhao W. X. et al. A survey of large language models // Frontiers of Computer Science. 2026. Vol. 20, no. 12. P. 2012627.
[2] Yu W. et al. Physics-tailored machine learning reveals unexpected physics in dusty plasmas // Proceedings of the National Academy of Sciences. 2025. Vol. 122, no. 31. P. e2505725122.
[3] Guven I. et al. AI-Driven Integrated Circuit Design: A Survey of Techniques, Challenges, and Opportunities // IEEE Access. 2025.
[4] https://github.com/QwenLM/qwen-code
[5] https://qwenlm.github.io/qwen-code-docs/en/users/overview/

ВЛИЯНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В ОБЛАСТИ 2,5 МКМ НА ГЕНЕРАЦИЮ Nd:YAG ЛАЗЕРА С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ 1,3 МКМ

Р.С. Петров, С.В. Курашкин, О.В. Мартынова, А.П. Савикин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Лазеры на основе алюмоиттриевого граната, активированного ионами неодима (Nd:YAG), традиционно ассоциируются с генерацией на длине волны 1,064 мкм, соответствующей переходу $^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$. Однако переход $^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ с излучением в районе 1,3 мкм представляет не менее важный практический интерес. Этот спектральный диапазон востребован в волоконно-оптических линиях связи благодаря низким потерям в кварцевом волокне, а также в косметологии и хирургии, поскольку поглощение в биологических тканях, содержащих воду, происходит в тонких слоях толщиной порядка 0,07–0,20 мм.

Ключевой проблемой при создании эффективных Nd:YAG-лазеров диапазона 1,3 мкм является конкуренция каналов генерации и нежелательные термические эффекты. Так как нижний лазерный уровень $^4I_{13/2}$ в стандартных условиях заселён слабо, возникает необходимость в поиске методов управления населённостями энергетических уровней активной среды. Теоретический и практический интерес представляет внешнее воздействие излучением накачки на длине волны около 2,5 мкм, резонансным переходам между компонентами мультиплетов (в частности, переходам внутри штарковской структуры $^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$).

В данной работе приведены результаты экспериментального исследования влияния лазерного излучения в области 2,5 мкм на энергетические и временные характеристики генерации Nd:YAG-лазера с длиной волны 1,3 мкм.

Описание эксперимента и обсуждение полученных результатов

Для исследования влияния дополнительной накачки на уровень $^4I_{13/2}$ ионов Nd^{3+} на околопороговую генерацию Nd:YAG с длиной волны 1,3 мкм была собрана следующая экспериментальная установка (рис. 1).

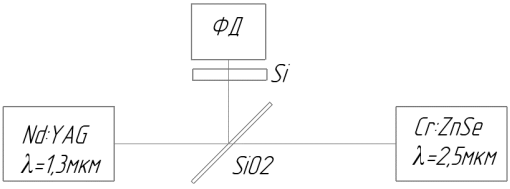


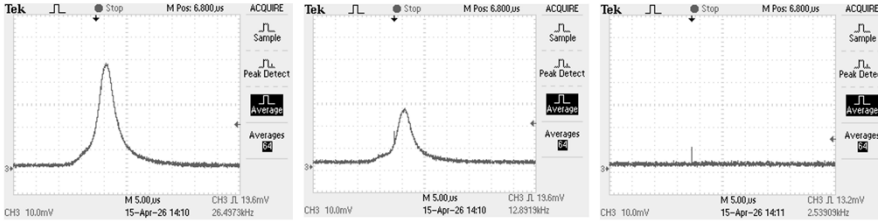
Рис. 1

Nd:YAG лазер с непрерывной диодной накачкой работал в свободном (пичковом) режиме вблизи порога генерации. Средняя длительность пичков составляла 5 мкс с периодом следования 10–15мкс. Nd:YAG лазер работал в многочастотном режиме на одной поперечной моде низшего порядка TEM_{00}. В качестве источника воздействующего излучения использовался импульсно-периодический Cr:ZnSe лазер с длительностью

импульсов около 100 нс, генерирующий перестраиваемую узкую спектральную линию в области 2,5 мкм.

Для согласования пучка генерации и пучка излучения Cr:ZnSe лазера использовалась тонкая кварцевая пластинка, которая устанавливалась под углом 45 градусов к лучу генерации Nd:YAG лазера, таким образом, чтобы луч отраженный от грани пластинки попадал на приемную апертуру быстродействующего фотоприемника. Излучение Cr:ZnSe лазера подавалось по оси резонатора Nd:YAG лазера и имело хорошее перекрытие с генерируемым пучком на 1,3 мкм. С помощью осциллографа наблюдалось изменение характера генерации (формы и амплитуды отдельных пичков) Nd:YAG лазера в околопороговом режиме при включении и выключении излучения Cr:ZnSe лазера.

При средней мощности Nd:YAG лазера 12 мВт (соответствующей пороговой мощности накачки с длиной волны 808 нм равной 7 Вт), осциллограмма отдельного пичка генерации в отсутствие излучения Cr:ZnSe лазера приведена на рис. 2а. При воздействии излучения с длиной волны 2,545 мкм на активную среду Nd:YAG мощность генерации на 1,3 мкм снижалась. На рис. 2б представлена осциллограмма пичка генерации при воздействии 30 мВт излучения с длиной волны 2,545 мкм. Из осциллограммы видно, что амплитуда импульса уменьшилась почти в два раза. При воздействии дополнительного излучения средней мощностью 40 мВт импульс генерации неодимового лазера полностью затухает (рис. 2в).



а) б) в)

Рис. 2

Данное уменьшение мощности генерации при воздействии излучения с длиной волны 2,5 мкм связано с заселением нижнего уровня рабочего перехода $^4I_{13/2}$, что влечет за собой уменьшение инверсии населенности на лазерном переходе $^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$. Таким образом, показана возможность управления населенностью нижнего уровня рабочего перехода в активной среде ОКГ, что может представлять значительный практический интерес.

Далее в ходе исследования, мощность генерации Nd:YAG лазера была увеличена до 30 мВт, при этом мощность накачки на длине волны 808 нм составляла около 10 Вт и превышала пороговую мощность накачки в 1,3 раза. На рис. 3а представлен отдельный пичок генерации на 1,3 мкм с длительностью по уровню ½ порядка 3 мкс. При включении Cr: ZnSe лазера с длиной волны 2,545 мкм и средней мощностью порядка 30 мВт пичок генерации неодимового лазера начинал постепенно затухать, а мощность упала до 25 мВт, что видно из рис. 3б.

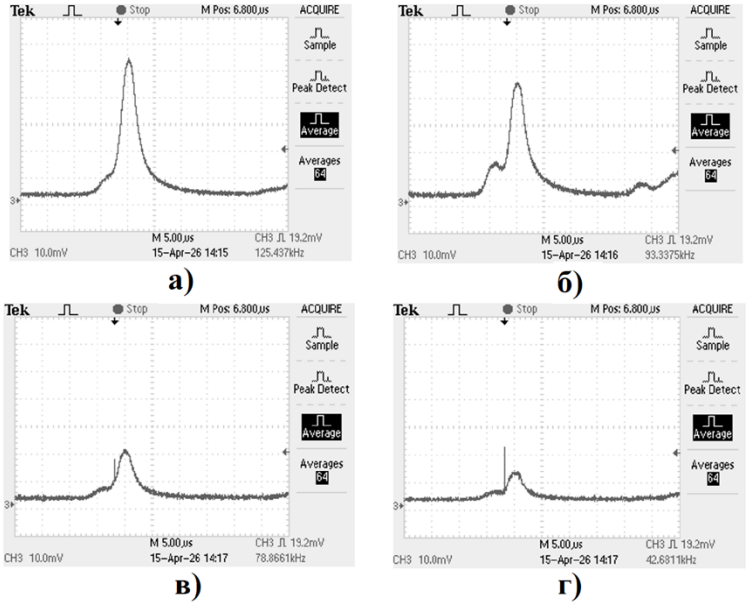


Рис. 3

При увеличении мощности воздействующего излучения до 80 мВт амплитуда пичка генерации Nd:YAG лазера гасла еще сильнее, а средняя мощность снижалась до 10 мВт (рис. 3в). При дальнейшем увеличении воздействующего излучения до 150 мВт импульс генерации практически полностью затухал (рис. 3г). Следует отметить, что для подавления импульса Nd:YAG лазера большей мощности (накачка 808 нм на 3 Вт выше пороговой), потребовалась большая мощность излучения Cr:ZnSe лазера с длиной волны 2,545 мкм.

На следующем этапе исследования Cr:ZnSe лазер был перестроен на длину волны 2,478 мкм и эксперимент был повторен. Средняя мощность неодимового лазера составляла прежние 30 мВт. На рис. 4а можно видеть осциллограмму отдельного пичка генерации без дополнительного лазерного воздействияс. На рис. 4б-г представлены осциллограммы пичков генерации при воздействии излучения с длиной волны 2,478 мкм со средней мощностью от 30 до 180 мВт. Как видно из рис. 4г, даже при максимальной мощности воздействующего излучения генерацию Nd:YAG лазера погасить полностью не удалось.

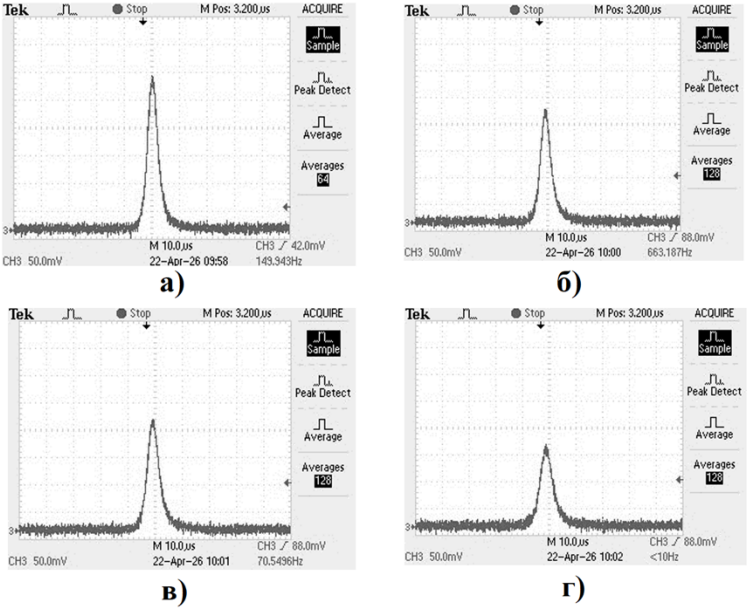


Рис. 4

Интересный, но плохо повторяемый, эффект наблюдался при воздействии излучения Cr:ZnSe лазера на Nd:YAG лазер, находящийся в допороговом режиме накачки. В этом случае мощность накачки на длине волны 808 нм составляла 6,5 Вт. При включении излучения с длиной волны 2,545 мкм со средней мощностью 180 мВт и частотой следования импульсов 40 кГц на экране осциллографа на короткое время появлялся импульс генерации на 1,3 мкм. Важно отметить, что при отстройке длины волны воздействующего излучения от 2,545 мкм, импульс генерации Nd:YAG лазера исчезал.

Выводы

Таким образом, результаты, полученные в ходе эксперимента, позволяют оценить изменения населенности нижнего уровня $^4I_{13/2}$ рабочего перехода Nd:YAG лазера под действием лазерного излучения с длиной волны 2,5 мкм. Расчеты показывают, что в отсутствии возбуждающего излучения населенность уровня $^4I_{13/2}$ в надпороговом режиме составляет около $(1–2)\times10^{16}$ см$^{-3}$, однако при дополнительном воздействии излучения Cr: ZnSe лазера со средней мощностью 40 мВт при частоте следования импульсов 40 кГц и длительности импульсов ~100 нс, населенность этого уровня увеличивается на 5×10^{14} см$^{-3}$, а генерация Nd:YAG лазера срывается. Данный эффект может быть положен в основу новой методики внутрирезонаторной лазерной спектроскопии.

Работа выполнена при поддержке национального проекта «Наука и университеты» (проект FSWR-2024-0004).

ФОРМИРОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ СОСТОЯНИЙ СВЕТА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОГО КРИСТАЛЛА $LiNbO_3$ В СИСТЕМАХ КВАНТОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КЛЮЧЕЙ

Е.С. Вьюшкина, К.Э. Сумачев

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Современное развитие телекоммуникационных систем и рост объёмов передаваемой конфиденциальной информации требуют новых подходов к защите данных. Использование квантовых протоколов шифрования (квантовое распределение ключей – КРК) обеспечивает секретность на основе фундаментальных законов квантовой механики, а не вычислительной сложности. Наиболее распространённым и экспериментально реализованным протоколом КРК является протокол BB84, предложенный Чарльзом Беннеттом и Жилем Брассаром в 1984 году [1], в котором кодирование информации осуществляется с помощью четырёх поляризационных состояний фотонов, соответствующих двум неортогональным базисам: |0°>, |90°> (+ базис), |45°>, и |-45°> (× базис). В квантовой криптографии поляризационные состояния фотонов – это носители квантовых битов. Ошибки в их формировании приводят к росту квантовой битовой ошибки (QBER), что может быть использовано перехватчиком для атаки. Таким образом, качество источника поляризационных состояний напрямую определяет уровень информационной безопасности системы.

Целью настоящей работы являлось реализация управляемого источника поляризационных состояний |0°>, |90°>, |45°> и |-45°> на основе электрооптического эффекта в кристалле LiNbO3.

Электрооптический вращатель плоскости поляризации

В качестве источника излучения использовался He-Ne лазер с длиной волны λ=633 нм. Его излучение поляризовано линейно, что обеспечивает фиксированную поляризацию излучения на входе. Для реализации системы вращения используются две четвертьволновые пластинки и нелинейный кристалл $LiNbO_3$, вырезанный вдоль оптической оси z (рис. 1). Оптическая ось первой пластинки $\lambda/4$ ориентирована под углом 45° относительно поляризации входного излучения, ось второй – под углом -45°. На кристалл подаётся управляющее напряжение U, пропорциональное набегу фазы [2], с помощью которого осуществляется поворот поляризации на необходимый угол.

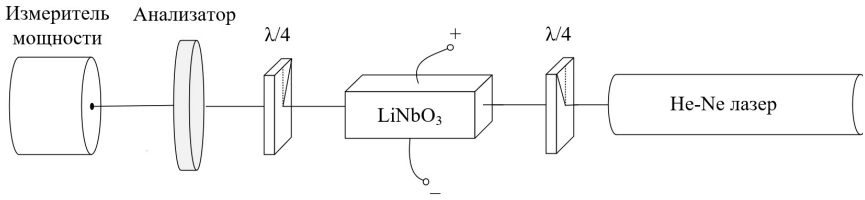


Рис. 1

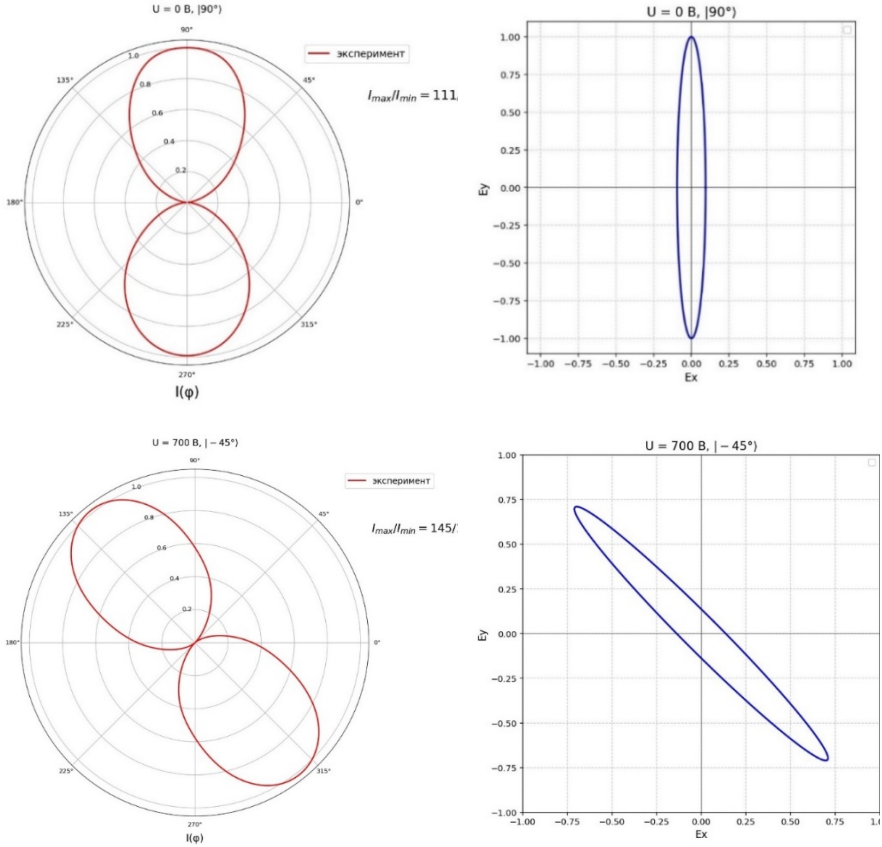
Данная оптическая система может быть описана в матричном виде:

$$M_{\text{вращ}} = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 1 & +i \\ +i & 1 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} e^{i\theta} & 0 \\ 0 & e^{-i\theta} \end{pmatrix}\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 1 & -i \\ -i & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где $\theta = \Gamma/2$ – угол поворота поляризации, соответствующей величине набега фазы Γ. Для каждого из четырёх требуемых состояний были рассчитаны соответствующие напряжения: для |90°> U = 0В; |-45°> $U \simeq$ 700В; |0°>: $U \simeq$ 1400В; |45°>: $U \simeq$ 2100В.

Экспериментальное исследование качества поляризационных состояний

Для оценки качества сформированных поляризационных состояний была проведена серия измерений поляризационных фигур (рис. 2). По полученным данным для каждого состояния были построены полярная диаграмма, эллипс поляризации, а также рассчитана контрастность:



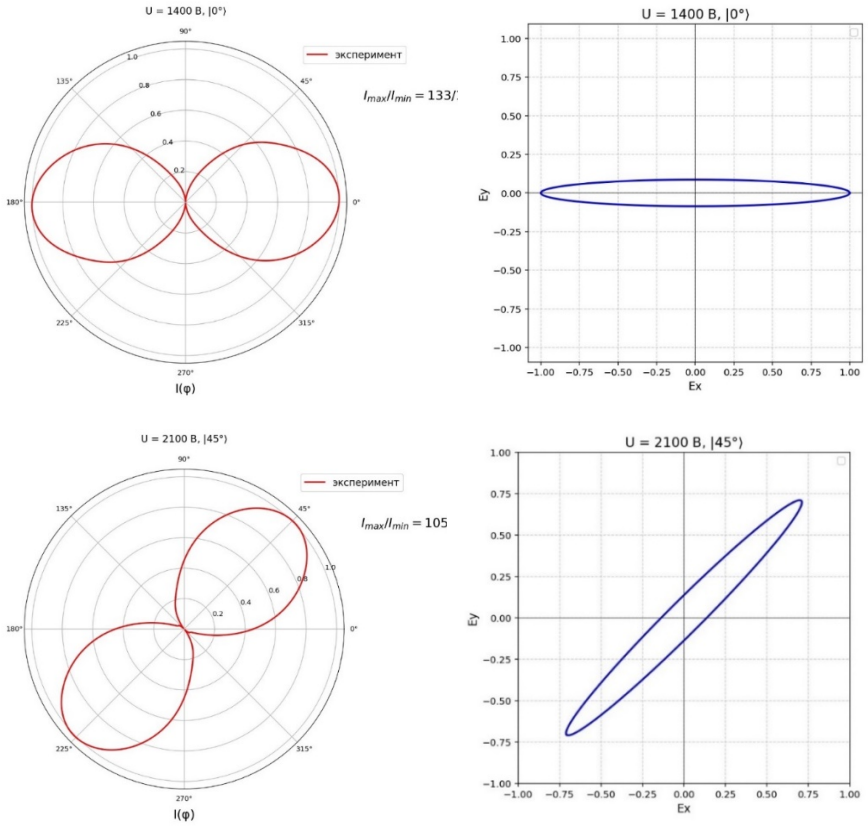


Рис. 2

Все полученные фигуры демонстрируют высокое качество формируемых состояний. Полярные диаграммы имеют чёткую форму с глубокими минимумами (контраст от 105/1 до 145/1) и ориентацией лепестков, строго соответствующей ожидаемым углам. Влияние естественной анизотропии кристалла $LiNbO_3$ устраняется при тщательной настройке оптической схемы, что позволяет эффективно использовать данный кристалл для формирования поляризационных состояний. В отсутствие управляющего напряжения некомпенсированная анизотропия вносила бы неконтролируемую эллиптичность в выходные состояния и создавала бы зависимость поляризации от ориентации кристалла относительно падающего пучка. Для каждого состояния была оценена величина вносимой источником ошибки, которая составила в среднем 0,8%. Это значительно ниже типичного порога безопасности для протокола BB84, что подтверждает

пригодность разработанного источника для систем квантового распределения ключей. Дополнительным преимуществом $LiNbO_3$ является его прозрачность в широком спектральном диапазоне (от 400 нм до 5 мкм), что открывает возможность переноса схемы на другие длины волн, например, 1310 нм или 1550 нм для телекоммуникационных систем квантовой криптографии.

Достигнутые параметры обеспечивают безопасный режим работы системы квантового распределения ключей и соответствуют требованиям протокола BB84. Таким образом, на основе электрооптического эффекта в кристалле $LiNbO_3$ был реализован источник поляризационных состояний |0°>, |45°>, |90°> и |-45°>. Продемонстрировано, что экспериментальная схема обеспечивает качественное формирование всех четырёх поляризационных состояний, что может быть использовано при создании практических систем квантовой криптографии, ориентированных на поляризационное кодирование.

Работа выполнена при поддержке Министерства Науки и Высшего Образования Российской Федерации (FSWR-2024-0003).

[1] Bennett C.H., Brassard G. // Proc. of IEEE Int. Conf. on Comput. Sys. and Sign. Proces. 1984. P. 175.

[2] Зюрюкин Ю.А., Павлова М.В., Древко Д.Р. // Известия вузов. Прикладная Нелинейная Динамика. 2010. Т. 18, № 5. С. 125.

Секция «Квантовая радиофизика и лазерная оптика»

Заседание секции проводилось 20 мая 2026 г.
Председатель – А.В. Маругин, секретарь – К.Э. Сумачев.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXX научной конференции по радиофизике

СЕКЦИЯ «ЭЛЕКТРОНИКА»

Председатель – С.В. Оболенский, секретарь – Е.В. Волкова
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

НЕСТАЦИОНАРНЫЙ ТЕМПЕРАТУРНЫЙ РЕЖИМ КАНАЛА HEMT-ТРАНЗИСТОРА

А.Д. Анисимова, С.В. Оболенский

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В работе рассматривается нестационарный температурный режим канала HEMT-транзистора (GaAs), работающего в составе импульсного СВЧ-устройства. В таких режимах рассеиваемая мощность изменяется во времени, поэтому температура канала не всегда может быть описана только стационарным приближением по средней мощности. Цель работы — оценить изменение температуры канала во времени и показать, как накопление перегрева от импульса к импульсу влияет на электрические параметры транзистора [1].

Учёт RF-модуляции

Сначала оценим, может ли температура канала следовать быстрым RF-колебаниям. Это важно, потому что электрическая мощность меняется на частоте порядка ГГц, а тепловой отклик структуры значительно медленнее. Мгновенная рассеиваемая мощность определяется выражением

$$P(t) = U(t)I(t), \qquad (1)$$

где U(t) — напряжение на транзисторе, I(t) — ток. Дополнительно в полевом транзисторе с барьером Шоттки эффективная длина проводящего канала может изменяться из-за модуляции области пространственного заряда под затвором. Для оценки ширины области пространственного заряда используется выражение [1, 3]

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon\left(U_{\text{встр}} + U_{\text{обр}}\right)}{qN}}, \qquad (2)$$

где ε — диэлектрическая проницаемость GaAs, $U_{\text{обр}}$ — приложенное обратное напряжение, $U_{\text{встр}}$ — встроенное напряжение барьера, N — концентрация доноров. При изменении напряжения меняется ширина ОПЗ, а значит и эффективная область проводимости канала. На рисунке 1 приведена экспериментальная ВАХ, для четырехсекционного транзистора, полученная в ходе испытаний СВЧ-усилителя [4], используемая для оценки изменения мгновенной мощности вдоль нагрузочной линии.

По нагрузочной линии видно, что мгновенная мощность в RF-режиме может заметно отличаться от средней мощности за период. Сама температура канала не обязана следовать этим быстрым колебаниям. Для гармонического нагрева характерная глубина проникновения температурной волны определяется выражением [1, 2]

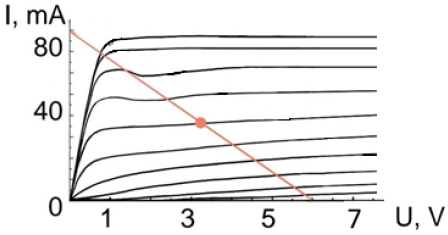


Рис. 1

$$\delta = \sqrt{\frac{2\alpha}{\omega}}, \alpha = \frac{k}{\rho c}, \omega = 2\pi f, \quad (3)$$

где α — температуропроводность материала, k — теплопроводность, ρ — плотность, c — удельная теплоемкость, ω — круговая частота. На частоте порядка 10 ГГц температурная волна проникает только в малую приповерхностную область, а тепловая подсистема работает как низкочастотный фильтр.

Для оценки подавления гармонической составляющей мощности удобно использовать тепловую RC-модель. Коэффициент подавления температурной модуляции равен

$$K = \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega\tau)^2}}, \quad (4)$$

а относительная амплитуда температурных колебаний может быть записана как

$$\frac{\Delta T}{\Delta T_{\text{ср}}} \approx \frac{\Delta P}{P_{\text{ср}}} \cdot K. \quad (5)$$

Даже при заметной модуляции тепловыделения тепловая инерция структуры при f = 10 ГГц приводит к сильному подавлению высокочастотной составляющей. Поэтому температура канала в основном определяется средней мощностью за RF-период. Это позволяет далее рассматривать не RF-период, а более медленную импульсную огибающую, где длительности импульсов и пауз имеют микросекундный масштаб.

Тепловой баланс в импульсном режиме

В импульсном режиме мощность тепловыделения изменяется во времени: во время импульса транзистор рассеивает мощность P_{on}, а в паузе мощность резко уменьшается и для оценки может быть принята близкой к нулю. Температура не изменяется скачком, поскольку активная область имеет конечную тепловую емкость, а тепло отводится в окружающий объем структуры.

Для описания температурной динамики используется уравнение теплового баланса [1]

$$C_{th}\frac{dT}{dt} + \frac{T - T_0}{R_{th}} = P(t), \quad (6)$$

где T — температура канала, T_0 — температура теплоотвода, R_{th} — тепловое сопротивление, C_{th} — тепловая ёмкость активной области. Введя перегрев $\Delta T = T - T_0$ и обозначив $\tau_{th} = C_{th} \cdot R_{th}$, получаем:

$$\frac{d\,\Delta T}{dt} + \frac{\Delta T}{\tau_{th}} = \frac{P(t)}{C_{th}}. \quad (7)$$

Это уравнение показывает физический смысл нестационарного нагрева. Если длительность импульса или паузы сравнима с τ_{th}, то канал не успевает полностью нагреться или полностью остыть.

Расчёт температуры в пачке импульсов

Рассмотрим импульсный режим, в котором мощность во время импульса постоянна и равна P_{on}, а в паузе близка к нулю. Стационарный перегрев равен

$$\Delta T_{\text{ст}} = R_{th} \cdot P_{on}. \quad (8)$$

При постоянной мощности решение уравнения теплового баланса имеет вид

$$\Delta T^{+} = \Delta T_{\text{ст}} + (\Delta T^{-} - \Delta T_{\text{ст}}) e^{-\frac{\tau_p}{\tau_{th}}}, \quad (9)$$

где ΔT^{-} — перегрев в начале импульса, ΔT^{+} — перегрев в конце импульса, τ_p — длительность импульса. Во время паузы канал только охлаждается. Перегрев перед следующим импульсом определяется выражением

$$\Delta T_{n+1}^{-} = \Delta T_{n}^{+} \cdot e^{-\frac{\tau_p}{\tau_{th}}}. \quad (10)$$

Если τ_p мала, то значительная часть перегрева сохраняется. Для n-го импульса рекуррентная форма расчета записывается как

$$\Delta T_{n}^{+} = \Delta T_{\text{ст}} + (\Delta T_{n}^{-} - \Delta T_{\text{ст}}) e^{-\frac{\tau_p}{\tau_{th}}} \quad (11)$$

Учёт теплоотвода

Приведённый расчёт описывает температуру в центре канала и не учитывает пространственное распространение тепла. В реальной структуре тепло отводится из активной области в окружающий объём [2], поэтому температурный отклик не может изменяться скачкообразно. Для учёта конечной скорости теплопереноса введено дополнительное уравнение теплового отклика

$$\frac{dT_2}{dt} = \frac{T_1 - T_2}{\tau}, \quad (12)$$

где T_1 — температура канала, T_2 — температура окружающей области, τ — характерное время теплопереноса. Это представление позволяет учитывать растекание тепла в структуре.

Результаты

В расчетах использованы параметры $R_{th} = 1500 \frac{\text{К}}{\text{Вт}}$, $\tau_{th} = 1$ мкс. Для рабочего режима принимаем $P_{on} = 0{,}03$ Вт, взятую из экспериментальной ВАХ (Рис. 1).

Табл.

Режим	P_{on}, Вт	τ_p, мкс	$\tau_{\text{пауза}}$, мкс	$\Delta T_{\text{ст}}$, °C	ΔT_1^{+}, °C	ΔT_2^{+}, °C	Δ нак, °C
Рабочий	0,03	0,50	1,50	45	31	34	3
С накоплением	0,03	0,69	0,50	45	35	43	8
Повышенной мощности	0,1	1,00	0,20	150	63	100	37

Увеличение мощности повышает общий уровень перегрева, а уменьшение паузы между импульсами усиливает именно накопление температуры от импульса к импульсу. Следовательно, максимальное различие импульсов проявляется при выполнении условий

$$\tau_p \sim \tau_{th}, \qquad \tau_p \lesssim \tau_{th}. \quad (13)$$

В этом случае тепло, выделившееся в предыдущем импульсе, не успевает полностью отводиться в подложку и окружающие области структуры до начала следующего импульса.

На рисунке 2 приведены зависимости температуры канала от времени для трёх режимов работы.

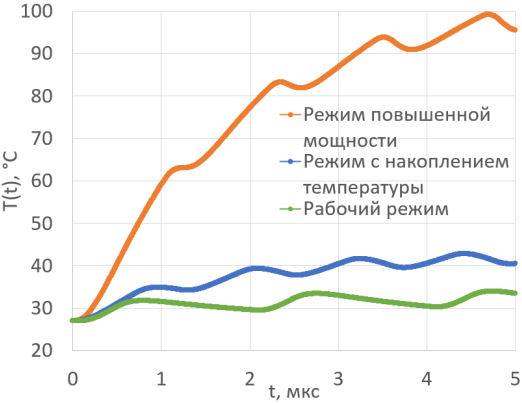


Рис. 2

Заключение

Расчёт показал, что RF-модуляция мощности практически сглаживается тепловой инерцией структуры, поэтому температура канала определяется в основном мощностью, усреднённой по RF-периоду. Главный нестационарный эффект проявляется в импульсном режиме: при коротких паузах канал не успевает полностью остыть, и происходит накопление перегрева.

Рост температуры приводит к снижению подвижности носителей, изменению тока стока, уменьшению крутизны характеристики, коэффициента усиления и выходной мощности транзистора [1, 2]. Поэтому последующие импульсы в пачке могут отличаться от первого по амплитуде и форме. Кроме того, повышенная температура ускоряет деградационные процессы: рост токов утечки, изменение свойств контактов и снижение надёжности прибора.

При проектировании импульсных СВЧ-усилителей необходимо учитывать не только среднюю температуру канала, но и динамику нагрева внутри пачки импульсов.

[1] Пожела Ю. Физика быстродействующих транзисторов. – Вильнюс: Мокслас, 1989, 264 с.
[2] Шур М. Современные приборы на основе арсенида галлия. – М.: Мир, 1991, 632 с.
[3] Полевые транзисторы на арсениде галлия. / Под ред Ди Лоренцо Д.В., Канделуола Д.Д. – М.: Радио и связь, 1988, 496 с.
[4] Беляков В.А., Макарцев И.В., Фефелов А.Г., Оболенский С.В., Васильев А.П., Кузьменков А.Г., Кулагина М.М., Малеев Н.А. Влияние технологии двойного травления под затвор на параметры HEMT транзисторов на подложках GaAs и InP // Физика и техника полупроводников. 2021. Т. 55, № 10. С. 890.

ВЛИЯНИЕ ТЕПЛООТВОДА С УГЛЕРОДНЫМИ НАНОТРУБКАМИ НА ТЕМПЕРАТУРУ КАНАЛА GAN HEMT-ТРАНЗИСТОРА В ИМПУЛЬСНОМ РЕЖИМЕ

Д.С. Асяев, А.А. Дудин, С.В. Оболенский

АО «НПП «Салют»

Введение

Надежность мощных усилителей на основе нитрида галлия зависит от максимальной рабочей температуры канала транзистора МИС. Саморазогрев в канале транзистора является серьезным фактором, ограничивающим надежность приборов. Как правило, мощные транзисторы выходного каскада усилителя представляют собой секции параллельно соединенных транзисторов. Для сохранения высокого коэффициента усиления и повышения частотного диапазона транзисторы должны быть расположены как можно ближе друг к другу. Это приводит к тому, что общая площадь, занимаемая транзисторами, т.е. область, где происходит выделение тепловой мощности, уменьшается, составляя всего несколько процентов от площади кристалла. Поэтому при тепловом анализе необходимо учитывать влияние саморазогрева соседних транзисторов. При этом температура канала транзистора не должна превышать 200°C.

Цель работы – исследовать влияние теплопроводящей пасты с углеродными нанотрубками на температуру канала транзистора с помощью программной среды SolidWorks Flow Simulation.

Объект исследования

Усилитель мощности представляет собой соединение N числа МИС усилителей мощности на едином корпусе сумматора радиального типа. Каждый кристалл МИС усилителей мощности размещен в кристаллодержателе, представляющем собой волноводную камеру. В нашем случае рассматривается кристалл фирмы GETYA. Кристалл МИС выполнен на основе GaN на положке из карбида кремния и состоит из трех каскадов.

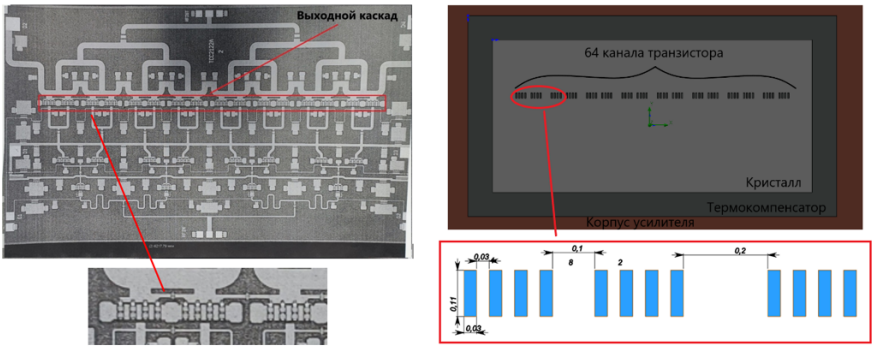


Рис. 1

Геометрические размеры кристалла 6,5х3,15х0,1 мм. Более 90% тепловыделения кристалла приходится на выходной каскад, который имеет одну секцию из 64 параллельно соединенных транзисторов с общей шириной 1920 мкм. Каналы транзистора в количестве 64 штуки имеют размер 0,03х0,11мм каждый. Расстояние между каналами 30 мкм, расстояние между секциями 100 мкм, а между парами секций 200 мкм. Мощность тепловыделения с кристалла 40Вт, то есть в каждом канале по 0,625Вт. Фото кристалла фирмы GETYA с увеличенным фрагментом и его модель в программной среде представлены на рисунке 1.

В нашей задаче тепловой тракт состоит из 4-х контактных зон, каждая из которых имеет по 2 границы, соединяющие последовательные элементы тракта (рис.2). Тепловое сопротивление последовательных контактных зон и последовательных элементов тракта представляет собой сумму тепловых сопротивлений. При стационарном тепловом потоке разность температур на разных сторонах теплопроводящего слоя пропорциональна его тепловому сопротивлению [1].

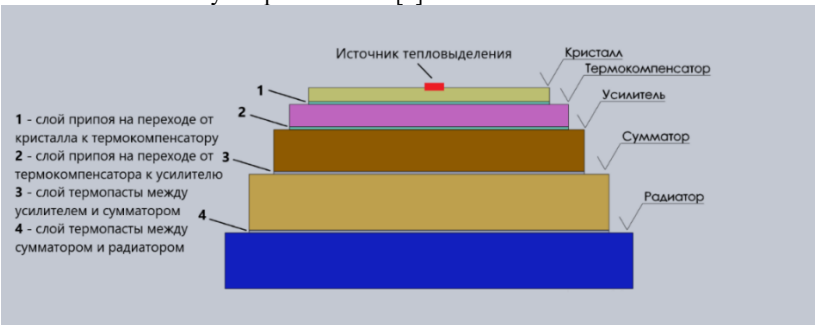


Рис. 2

Исследование тепловых режимов МИС осуществлялось путем моделирования тепловых процессов с использованием компьютерной программы SolidWorks Flow Simulation. При моделировании тепловых режимов предполагалось, что GaN на подложке из карбида кремния и смонтирован на термокомпенсатор Cu/Mo/Cu с размерами 8х4,15х0,25мм с помощью припоя 80Au20Sn, который имеет теплопроводность 57 Вт/(м·К) (слой 1 и 2). Слой 3 и 4 заполнены либо КПТ-8, либо термопастой с УНТ, либо воздухом. Необходимо сравнить эти варианты между собой и выявить наиболее оптимальный при температуре окружающей среды +60°С. Время установления стационарного режима в данном расчете равно 60 секунд. В местах нанесения пасты задается соответствующее контактное сопротивление.

Результаты

Общие результаты по всем моделированиям собраны в таблице. В ней: $T_{усилителя}$ – температура задней поверхности усилителя мощности; $T_{центр}$ – максимальная температура канала усилителя; $T_{край}$ – температура крайнего канала.

Табл.

	$T_{усилителя}$, °C	$T_{центр}$, °C	$T_{край}$, °C	$T_{центр}$-$T_{край}$, °C
Без пасты	120,2	206,8	184,4	22,4
КПТ-8	108,6	193,6	171,9	21,7
УНТ	101,3	184,4	163,5	20,8

Как видно из таблицы, применение пасты КПТ-8 уменьшило максимальную температуру канала транзистора на 13,2°C, а паста с углеродными нанотрубками на 22,4°C по сравнению с моделью без пасты. Это можно объяснить плохим контактом между сопрягающимися поверхностями, так как там образуются воздушные зазоры с низкой теплопроводностью. Получается, что паста с углеродными нанотрубками на 9,2°C эффективнее снизила температуру канала, по сравнению с КПТ-8. Это можно объяснить плохим контактом между сопрягающимися поверхностями, так как там образуются воздушные зазоры с низкой теплопроводностью [2]. Значения температур в контрольных точках и тепловая картина на поверхности каналов транзистора в случае с пастой AlN+УНТ представлены на рисунке 3.

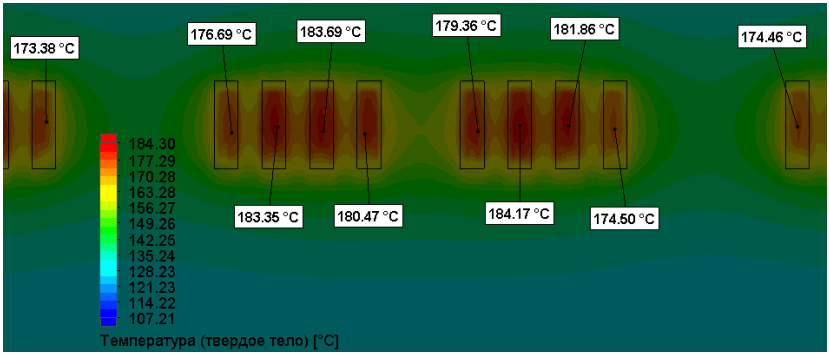


Рис. 3

Получается, что паста с УНТ внесла существенный вклад в охлаждении канала GaN-HEMT транзистора в импульсном режиме работы. Это способствует сохранению работоспособности кристалла и повышает его надежность.

Максимальная температура крайнего канала при использовании пасты с УНТ равна 163,5°C, а канала в центре каскада достигает 184,4°C. Видно, что саморазогрев соседних каналов, расположенных близко друг к другу, существенно влияет на максимальную температуру транзисторов выходного каскада. Даже располагаясь в одной секции, каналы имеют существенно разную температуру. Распределение температуры в каналах транзистора от длины кристалла для пасты с УНТ при температуре окружающей среды 60°C показано на рисунке 4.

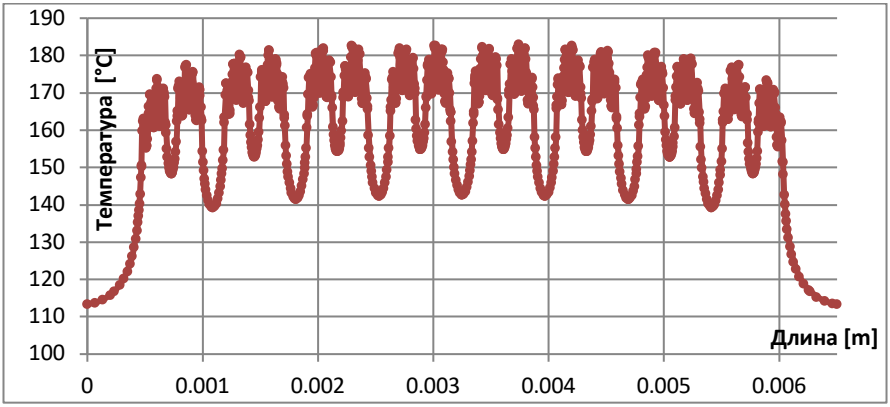


Рис. 4

Выводы

Расчеты в программе позволяют нам определить температуры на поверхности кристаллов и каналов транзистора, что невозможно сделать в эксперименте из-за особенностей конструкции. В ходе компьютерного моделирования, установлено, что применение теплопроводных паст, в особенности с углеродными нанотрубками, позволяет обеспечить наиболее быстрый и эффективный отвод тепла от канала транзистора кристалла GaN, что позволяет, в свою очередь, реализовать работу современных СВЧ модулей в экстремальных режимах работы и повышает их надежность.

[1] Дудин А.А., Асяев Д.С., Кузьмичев А.Г., Иванов А.С., Оболенский С.В. // Труды XXVIII Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника» в 2 т. Том 2. – Нижний Новгород: ИПФ РАН, 2024. С. 638.

[2] Дудин А.А., Асяев Д.С., Кузьмичев А.Г., Иванов А.С., Оболенский С.В. // Труды XXVIII научной конференции по радиофизике. – Нижний Новгород: ННГУ, 2024. С. 87.

АНАЛИЗ УГРОЗ ИНФОРМАЦИОННОЙ БЕЗОПАСНОСТИ АППАРАТНО-ПРОГРАММНОГО КОМПЛЕКСА НА БАЗЕ ЛАЗЕРНОЙ УСТАНОВКИ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ОДИНОЧНЫХ РАДИАЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ

В.В. Бибикова[1), 2)], И.Ю. Забавичев[1, 2)], С.В. Оболенский[2, 1)], Н.А. Плечков[2, 1)], А.А. Потехин[1, 2)], А.С. Пузанов[1, 2)]

[1)] Филиал РФЯЦ ВНИИЭФ «НИИИС им. Ю.Е. Седакова»
[2)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Неуклонный рост числа инцидентов, связанных с информационной безопасностью, обусловливает необходимость постоянного усиления защиты оборудования и данных от действий злоумышленников. Длительное время считалось, что физически изолированные от глобальной сети аппаратно-программные комплексы в значительной степени защищены от киберугроз. Однако деструктивные действия вируса Stuxnet показали критическую уязвимость подобного рода систем перед компьютерными вирусами, настроенными на внедрение в узкоспециализированные драйверы и повреждение дорогостоящего промышленного оборудования.

В соответствии с работой [1] угрозы информационной безопасности целятся на три категории: угрозы конфиденциальности, угрозы доступности и угрозы целостности.

Впервые задача разработки программного комплекса для хранения и первичной обработки результатов облучательных экспериментов в отечественной литературе поставлена в монографии [2]. Вместе с тем, вопрос обеспечения информационной безопасности разработанной системы в работе не рассмотрен, что ставит под угрозу данные облучательных экспериментов: их несанкционированного уничтожения (угроза целостности), модификации (угроза целостности) и кражи (угроза конфиденциальности). Кроме того, при неправильной настройке внутреннего сервера базы данных результатов испытаний возможно проведение на него DDoS-атаки (угроза доступности).

Лазерная установка (рис., табл. 1) для моделирования одиночных радиационных эффектов в изделиях микро- и наноэлектроники представляет собой сложный аппаратно-программный комплекс, включающий в себя два твердотельных Nd:YAG источника лазерного излучения с длиной волны 1064 нм с импульсами ультракороткой длительности (25 пс и 1 нс), систему доставки и фокусировки лазерного излучения к исследуемому образцу, систему позиционирования для прецизионного перемещения объекта исследования, блок управления на базе персонального компьютера и систему функционального контроля.

Неподвижный лазерный источник выдает одиночные импульсы или их последовательность с заданной частотой следования. Система доставки излучения уменьшает энергию импульса до необходимых значений и фокусирует импульс в пятно требуемого размера. Прецизионная система позиционирования перемещает исследуемый образец по заданной траектории в пределах установленной области исследований. Таким образом, в ходе эксперимента осуществляется серия облучений одиночными сфокусированными лазерными импульсами поверхности кристалла с одновременной регистрацией ионизационной реакции на импульс.

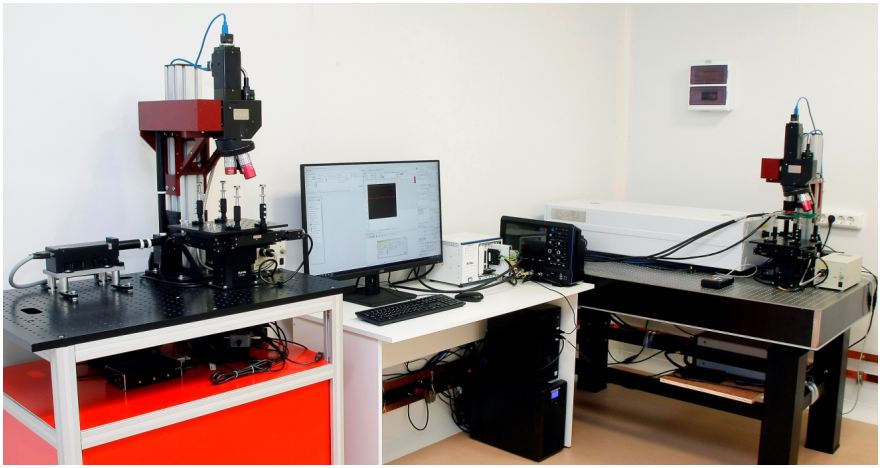


Рис.

Табл. 1

Характеристики	Значение	
Тип лазерного источника	Пикосекундный Nd^{3+}: YAG	Наносекундный Nd^{3+}: YAG
Максимальная энергия импульса на объекте, не менее, мкДж	9,0 ± 0,9	10 ± 1
Длительность лазерного импульса (FWHM), пс	20 – 30	1000
Длина волны излучения, нм	1064	
Минимальный размер пятна (по уровню 0,5 от максимума), не более, мкм	2,4 ± 0,36	
Нестабильность энергии импульса, не более, %	± 10	
Режим работы	Однократный или частотный до 1000 Гц	
Коэффициент ослабления энергии импульса	1 – 100000	
Блок визуального контроля	Видимый и ближний инфракрасный диапазон	
Кратность объективов микроскопа	$5^{\times}$, $20^{\times}$ и $50^{\times}$	
XYZ позиционирование объекта:	Моторизированное, управляемое персональным компьютером	
Минимальный шаг X/Y/Z, нм	10/10/20	
Диапазон перемещения X/Y/Z, мм	100/100/25	
Воспроизводимость системы позиционирования, не более, мкм	2	

Задание энергетических параметров импульса излучения, подачу функциональных команд и синхронизацию работы всех модулей измерительного комплекса реализует блок управления на основе персонального компьютера.

Система функционального контроля микросхем осуществляет задание режимов работы, контроль и управление питанием, проверку работоспособности исследуемого объекта путем выполнения тестов и формирование сигналов обратной связи для системы управления. Система функционального контроля включает в себя генераторы сигналов, программируемые источники питания, мультиметр, осциллограф и модули программируемых логических интегральных схем с аналоговым вводом/выводом и регулируемыми логическими уровнями.

Важной составной частью установки является специализированное программное обеспечение, задачей которого является автоматизация эксперимента. Программное обеспечение установки реализовано в виде программного ядра, осуществляющего взаимосвязь всех частей установки и предоставляющего пользовательский интерфейс, а также программных модулей, выполняющих непосредственное взаимодействие с микросхемами и полупроводниковыми приборами.

Анализ угроз информационной безопасности аппаратно-программного комплекса на базе лазерной установки для моделирования одиночных радиационных эффектов и основные меры противодействия им приведены в табл. 2. Базовой рекомендацией является разделение аппаратно-программного комплекса на базе лазерной установки для моделирования одиночных радиационных эффектов на слабосвязанные узлы управления лазером, системы функционального контроля изделий микро- и наноэлектроники, а также базу данных результатов испытаний. Основная сложность реализации предложенного подхода заключается в том, что аппаратно-программный комплекс на базе лазерной установки для моделирования одиночных радиационных эффектов может являться частью более сложной распределенной структуры [3-11], включающей аппаратно-программный комплекс реинжиниринга изделий микро- и наноэлектроники (например, на базе измерителей иммитанса), программный комплекс для прогнозирования электрической реакции исследуемого объекта на радиационное воздействие и другие аппаратные и программные элементы.

Табл. 2

Угроза информационной безопасности	Меры противодействия
Уничтожение или модификация данных испытаний (угроза целостности)	Введение системы разграничения прав доступа. Регулярное резервное копирование данных испытаний на неперезаписываемые носители.
Кража данных испытаний (угроза конфиденциальности)	Максимальное ограничение числа учетных записей с правом записи данных на учтенные носители информации. Аппаратный запрет записи на неучтенные носители данных. Физический контроль учтенных носителей данных.

Шифрование данные испытаний (угроза доступности)	Регулярное обновление операционной системы. Применение антивирусной защиты с актуальной базой.
Внедрение вируса в блок управления (угроза доступности)	Независимый контроль параметров излучения лазера и системы позиционирования пучка.
Внедрение вируса в систему функционального контроля (угроза доступности)	Независимый контроль параметров измерительной аппаратуры.

[1] Saltzer J.H., Schroeder M.D. // Proceedings of the IEEE. 1975. Vol. 63, no 9. P. 1278.
[2] Бутин В.И., Зинченко В.Ф., Романенко А.А. Система радиационных испытаний изделий электронной техники. – Владимир: Владимирский государственный университет, 2003, 185 с.
[3] Пузанов А.С., Оболенский С.В. // Микроэлектроника. 2009. Т. 38, № 1. С. 64.
[4] Пузанов А.С., Оболенский С.В. // Микроэлектроника. 2012. Т. 41, № 4. С. 304.
[5] Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2015. Т. 49, № 1. С. 71.
[6] Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А., Волкова Е.В., Павельев Д.Г. // Физика и техника полупроводников. 2015. Т. 49, № 12. С. 1585.
[7] Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2016. Т. 50, № 12. С. 1706.
[8] Забавичев И.Ю., Потехин А.А., Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. Деградация характеристик биполярных транзисторов на основе GaAs с тонкой базой при возникновении в них нанометровых кластеров радиационных дефектов под действием нейтронного облучения // Физика и техника полупроводников. 2017. Т. 51, № 11. С.1520.
[9] Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2020. Т. 54, № 8. С. 791.
[10] Пузанов А.С., Бибикова В.В., Забавичев И.Ю., Оболенская Е.С., Тарасова Е.А., Востоков Н.В., Оболенский С.В. // Письма в журнал технической физики. 2021. Т. 47, № 6. С. 51.
[11] Пузанов А.С., Бибикова В.В., Забавичев И.Ю., Оболенская Е.С., Потехин А.А., Тарасова Е.А., Востоков Н.В., Козлов В.А., Оболенский С.В. // Физика и техника полупроводников. 2021. Т. 55, № 9. С. 743.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИМАЛЬНЫХ РЕЖИМОВ РАБОТЫ МИС УСИЛИТЕЛЯ ВЫСОКОЙ ВЫХОДНОЙ МОЩНОСТИ Ф. GETYA

А.А. Дудин, Д.С. Асяев

АО «НПП «Салют»

Объект исследования

Проведено экспериментальное исследование МИС усилителя СВЧ высокой выходной мощности GETYA1418P47 (14 – 18 ГГц) ф. GETYA (КНР), в ходе которого определен оптимальный режим работы микросхемы.

Измерения выходной мощности усилителя проводились при разной температуре окружающей среды $t_{окр}$: минус 50 °С, плюс 20 °С, плюс 60 °С.

Результаты

На рис. 1 показана зависимость КПД усилителя от напряжения на затворе ($U_з$) при фиксированной входной мощности $P_{вх}$ для разных напряжений на стоке ($U_с$) при нормальных условиях ($t_{окр}$=плюс 20 °С).

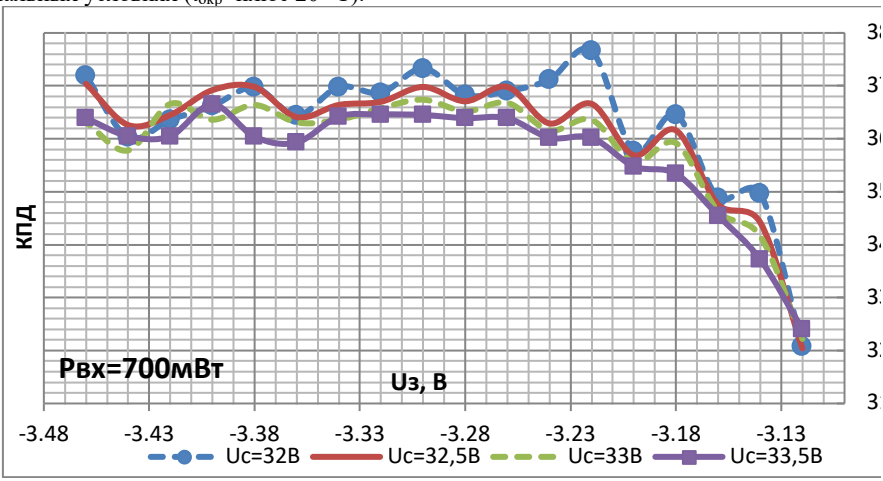


Рис. 1

Как видно из рис. 1, в нормальных условиях с уменьшением $U_з$ происходит значительное снижение КПД усилителя. При этом наибольшее значение КПД удалось добиться при значении $U_с$=32 В.

На рис. 2 представлена зависимость выходной мощности $P_{вых}$ усилителя от напряжения на затворе при фиксированной входной мощности для разных напряжений на затворе в нормальных условиях.

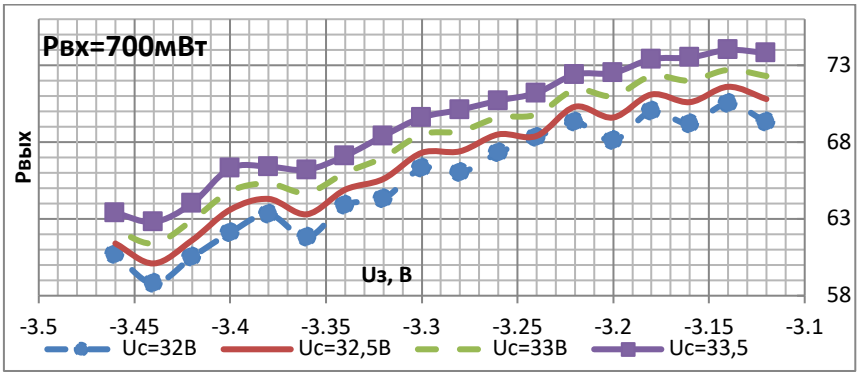


Рис. 2

Как видно из рис. 2, в нормальных условиях с уменьшением $U_з$ происходит увеличение выходной мощности. Анализируя рис. 1 и рис. 2, необходимо отметить то, что при напряжении на стоке 32 В получено наибольшее КПД усилителя, однако значение выходной мощности микросхемы является наименьшим. Наибольшая выходная мощность достигается при напряжении стока 33,5 В, но при этом КПД микросхемы минимальное из рассмотренных вариантов. Таким образом, оптимальным режимом работы усилителя в нормальных условиях является $U_с$ в диапазоне 32,5…33 В и $U_з$ в диапазоне -3,25…-3,2 В.

На рис. 3 и рис. 4 представлены зависимости КПД и выходной мощности усилителя от напряжения на затворе при минус 50 °С.

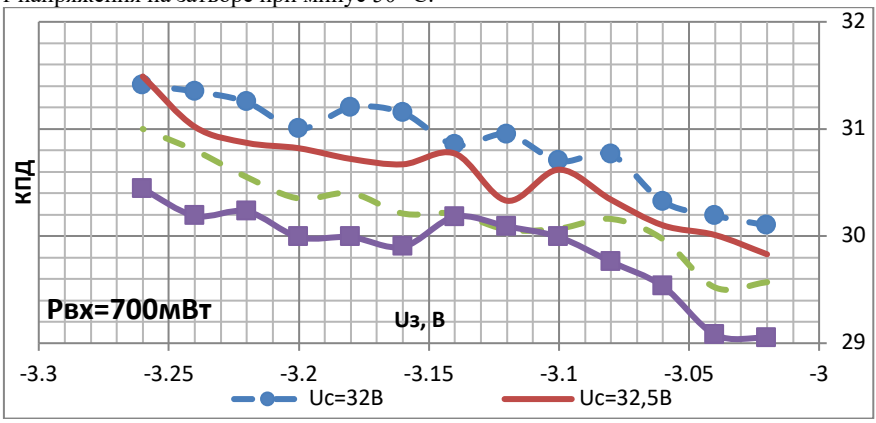


Рис. 3

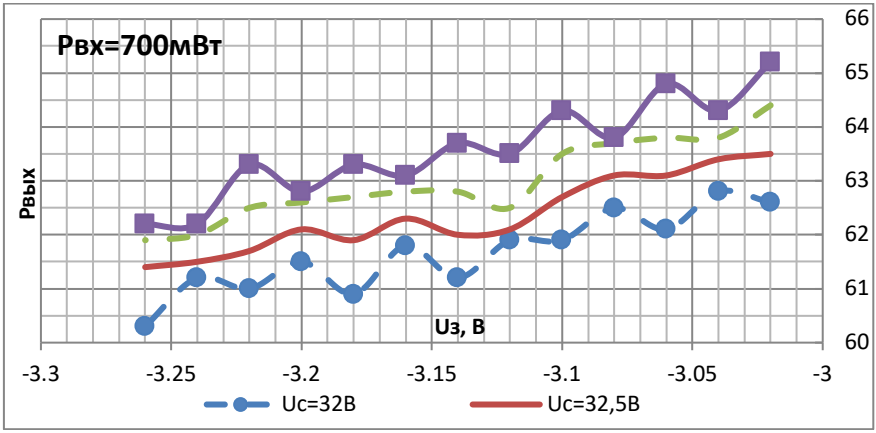


Рис. 4

Анализируя полученные данные, можно заметить, что графики на рис. 3 и рис. 4 имеют схожую зависимость, что и при нормальных условиях. При температуре минус 50°С оптимальный режим достигается при U_c в диапазоне 32,5…33 В и $U_з$ в диапазоне -3,25…-3,2 В, что полностью совпадает с нормальными климатическими условиями.

Далее приведены результаты измерений при повышенной температуре окружающей среды плюс 60 °С. Графики КПД и выходной мощности от напряжения на затворе в данных условиях представлены на рис. 5 и рис. 6 соответственно.

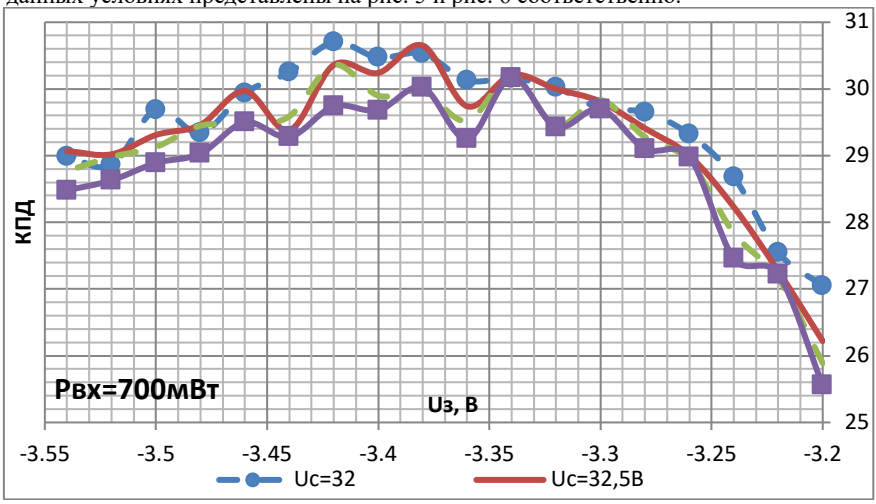


Рис. 5

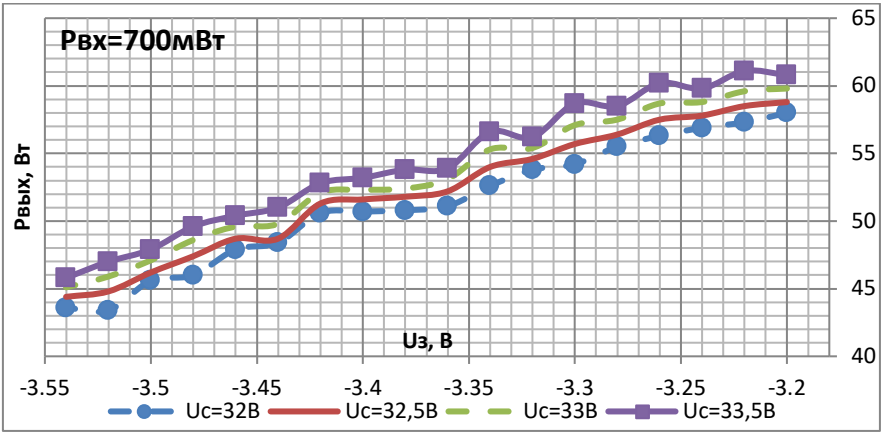


Рис. 6

Анализируя полученные графики, можно отметить, что при плюс 60 °С оптимальный режим работы усилителя достигается при Uс в диапазоне 32,5…33 В и Uз в диапазоне -3,35…-3,3 В. При этом значение выходной мощности микросхемы уменьшается более чем на 10 Вт по сравнению с измерениями в нормальных условиях.

Выводы

Проведенное исследование показало, что у микросхемы GETYA1418P47 оптимальное значение КПД не совпадает с оптимумом выходной мощности. Разумный компромисс, при котором обеспечиваются приемлемые характеристики по КПД и выходной мощности в нормальных условиях следующие: напряжение на стоке в диапазоне 32,5…33 В, напряжение на затворе в диапазоне -3,25…-3,2 В, при этом КПД микросхемы составляет 35-36%. В зависимости от предъявляемых требований имеется возможность достигнуть максимальное значение КПД микросхемы (более 37 %) при Uс=32 В, Uз в диапазоне -3,25…-3,2 В. Максимальное значение выходной мощности усилителя (74 Вт) достигается при Uс=33,5В, Uз в диапазоне -3,14…-3,12 В.

ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛЕВОГО ТРАНЗИСТОРА, ИСПОЛЬЗУЮЩИЕ СПЕЦИАЛЬНУЮ ФУНКЦИЮ ЛАМБЕРТА

А.Е. Китаев

АО «ННПО имени М.В. Фрунзе»

Введение

Как известно, большая часть используемых сейчас активных твердотельных радиотехнических элементов – это полевые транзисторы. Согласно книге [1], важной проблемой теории полевых транзисторов является «разработка модели, которая при минимальном количестве нелинейных элементов может дать хорошее совпадение с результатами измерений…». Такие нелинейные модели имеются. Приведем примеры – это модель Кертиса-Эттенберга [2], использующая функцию гиперболического тангенса и модель Шокли (см. [3], где приведен упрощенный вариант этой модели, не учитывающий контактную разность потенциалов). В модели Шокли используется степенная функция (степень 3/2). По мнению автора (изложенном в статье [4]), подходящим «начальным элементом» для построения выражения, описывающего семейство характеристик полевого транзистора, может служить формула для тока через полупроводниковый диод с подключенным последовательно резистором. В этой формуле используется основная ветвь специальной функции Ламберта, применяемой в компьютерных системах символьной математики (см. [5]).

Методика исследования

Упомянутая во введении формула имеет следующий вид:

$$I = -I_0 + \frac{V_T}{R} W(I_0 \frac{R}{V_T} exp\left(\frac{U + I_0 R}{V_T}\right)). \qquad (1)$$

Здесь I – ток через диод, U – напряжение, приложенное к участку «диод плюс резистор», I_0 – ток насыщения полупроводникового диода, V_T – температурный потенциал, R – сопротивление последовательно подключенного резистора. $W(x)$ – специальная функция Ламберта (ее основная ветвь).

Обычно ток насыщения полупроводникового диода очень мал. Автором было подмечено, что при значительном увеличении тока насыщения наблюдается трансформация вольт-амперной характеристики участка цепи «полупроводниковый диод плюс резистор», изображенная на рисунке 1 (линиям 1,2,3 и 4 соответствуют токи насыщения 1.72 мкА, 1.72 мА, 1.72 А и 3.44 А, сопротивление R=0.2).

Нижние левые части кривых 3 и 4 уже напоминают отраженные относительно нулевой точки фрагменты характеристик полевого транзистора. Посредством замены переменных «перевернем» какую-либо из этих кривых (чтоб она соответствовала характеристике транзистора с каналом *n*-типа). Далее будем считать, что ток насыщения зависит от управляющего напряжения затвор-исток следующим образом:

$$I_0 = \alpha(\beta(U_{gs} + U_0))^2. \qquad (2)$$

Сопротивление также будем считать зависящим от этого напряжения:

$$R = \frac{1}{\alpha\beta\left(U_{gs} + U_0\right)}. \quad (3)$$

Здесь U_{gs} – напряжение затвор-исток, а U_0 – модуль отрицательного напряжения отсечки. Величины α и β – числовые коэффициенты.

Также нужно учесть переход к режиму отсечки. Для этого введем в создаваемое нами выражение для тока стока в качестве множителя либо ступенчатую функцию Хевисайда $h(U_{gs} + U_0)$, либо ее сглаженный аналог h_0, например

$$h_0\left(U_{gs} + U_0\right) = 0.5Erf\left(\gamma\left(U_{gs} + U_0\right)\right) + 0.5. \quad (4)$$

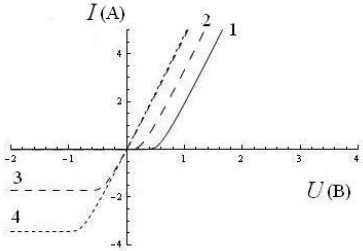


Рис. 1

Параметр γ, входящий в аргумент функции ошибок Erf, должен быть достаточно большим. В результате формула для тока стока будет выглядеть так:

$$I_d = h_0\left(U_{gs} + U_0\right)\{\alpha\beta^2\left(U_{gs} + U_0\right)^2 - \\ -V_T\alpha\beta\left(U_{gs} + U_0\right)W\left(\frac{\beta\left(U_{gs} + U_0\right)}{V_T}exp\left(\frac{-U_{ds} + \beta\left(U_{gs} + U_0\right)}{V_T}\right)\right)\}. \quad (5)$$

Это выражение получено для полевого транзистора с *n*-каналом. Если этот транзистор – транзистор с управляющим *p-n* переходом, тогда оно имеет смысл лишь при отрицательных значениях напряжения затвор-исток (хотя возможен небольшой заход и в положительную область, чтобы *p-n* переход оставался запертым). Но если перейти к случаю МДП-транзистора со встроенным *n*-каналом, эта формула сохраняет смысл и при положительных значениях напряжения затвор-исток. Отметим – в работе [4] автором приведен аналог формулы (5) и для транзистора с *p*-каналом.

Формула (5) не учитывает пробойных явлений при больших абсолютных величинах напряжения сток-исток. Не учитывается и возможный наклон характеристик в режиме насыщения. Но такой наклон нетрудно учесть. Проведем соответствующее обобщение выражения (2). Пусть ток насыщения записывается следующим образом:

$$I_0 = \alpha\left(\beta\left(U_{gs} + U_0\right)\right)^2(1 + \varepsilon U_{ds}). \quad (6)$$

После этого формула, обобщающая выражение (5), может быть записана так (оставим величины R и I_0 «нераскрытыми» - они расшифровываются уже записанными выше выражениями):

$$I_d = h_0\big(U_{gs} + U_0\big)\{I_0(U_{gs}, U_{ds}) - \\ -\frac{V_T}{R(U_{gs})} W\Big(\frac{I_0(U_{gs}, U_{ds})R(U_{gs})}{V_T} exp\Big(\frac{-U_{ds} + I_0(U_{gs}, U_{ds})R(U_{gs})}{V_T}\Big)\Big)\}. \quad (7)$$

Удобно перейти к новым параметрам i_0 и r_0:

$$i_0 = \alpha\beta^2(U_0)^2, \qquad r_0 = \frac{1}{\alpha\beta U_0}, \qquad \alpha = \frac{1}{i_0 r_0^2}, \qquad \beta = \frac{r_0 i_0}{U_0}. \quad (8)$$

Тогда ток насыщения и параметр сопротивления выражаются следующим образом (вместо (6) и (3)):

$$I_0 = i_0\left(1 + \frac{U_{gs}}{U_0}\right)^2 (1 + \varepsilon U_{ds}), \;\; R = \frac{r_0}{1 + \frac{U_{gs}}{U_0}}. \quad (9)$$

Приведем также (для сравнения) формулу, соответствующую упрощенному варианту модели Шокли с параметрами R_0 и U_0. Причем «куски», соответствующие линейному режиму и режиму насыщения, «сшиты» с помощью пороговых функций, схожих с функцией (4) (в [3] такого совмещения «кусков» нет).

$$I_d = h_0\Big(-\big(U_{ds} - \big(U_0 - (-U_{gs})\big)\big)\Big)\frac{1}{R_0}\Big(U_{ds} + \frac{2}{3}\frac{(-U_{gs})^{\frac{3}{2}} - ((-U_{gs}) + U_{ds})^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{U_0}}\Big) + \\ +h_0\Big(U_{ds} - \big(U_0 - (-U_{gs})\big)\Big)\frac{1}{R_0}\Big(\frac{U_0}{3} - (-U_{gs})\Big)\Big(1 - \frac{2}{3}\sqrt{\frac{-U_{gs}}{U_0}}\Big). \quad (10)$$

В заключение доклада приведем результаты экспериментальной проверки предложенных формул. На рисунке 2(*а*) приведены (сверху вниз) графики характеристик полевого транзистора КП303Е, полученные при различных значениях напряжения затвор-исток. Эти напряжения равны 0 В (наверху), -1 В, -2 В и -3 В. Точкам соответствуют экспериментальные результаты (измерения были произведены с помощью мультиметра Victor VC 9808+, при этом вывод корпуса транзистора оставался неподключенным). Сплошными линиями обозначены результаты расчетов по формуле с функцией Ламберта при следующих значениях параметров: V_T=0.4488, U_0=3.44, α=0.00814 β=0.32, ε=0.015, γ=50. Прерывистыми линиями обозначены результаты расчетов по формуле, соответствующей модели Шокли при значениях параметров R_0=110, U_0=3.64, γ=50.

Из рисунка 2 (*а*) видно, что обе теоретические модели хорошо описывают экспериментальные данные. Но важным достоинством модели с функцией Ламберта (формула (7)) является то, что напряжение затвор-исток не обязательно должно быть отрицательным (а формула (10) при положительных значениях U_{gs} дает комплексные значения тока). Вследствие этого модель с функцией Ламберта пригодна для описания МДП-транзисторов. Пример экспериментальных результатов с положительными

значениями U_{gs} есть в статье [6]. На рисунке 2 (*b*) приведены (сверху вниз) графики характеристик DR-Hemt транзистора на подложке GaAs, полученные при различных значениях напряжения затвор-исток. Эти напряжения равны 0.4 В (наверху), 0 В, -0.4 В и -0.8 В. Точкам соответствуют экспериментальные результаты. Сплошными линиями обозначены результаты расчетов по формуле (7) при следующих значениях параметров: V_T=0.085, U_0=1.9, α=0.1697, β=0.3135, ε=0, γ=50.

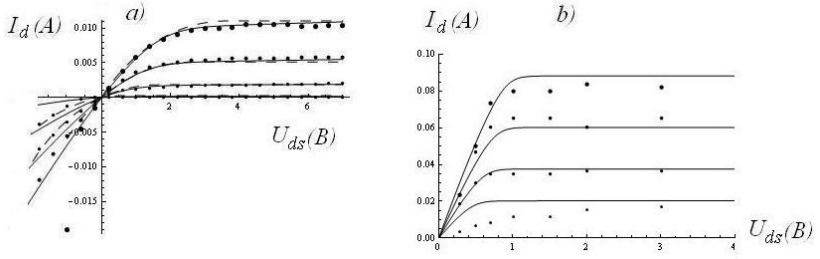


Рис. 2

[1] Сечи Ф., Буджатти М. Мощные твердотельные СВЧ-усилители. – М: «Техносфера», 2016.
[2] Curtice W.R., Ettenberg M. A // IEEE Trans. 1985.Vol. MTT-33, no. 12. P.1383.
[3] Степаненко И.П. Основы теории транзисторов и транзисторных схем. – М: «Энергия», 1977.
[4] Китаев А.Е. Получение аналитических выражений для характеристик полевых транзисторов с помощью специальной функции Ламберта // Радиотехника и электроника. 2025. Т. 70, № 11. С. 1109.
[5] Дубинов *А.Е.,* Дубинова И.Д., Сайков С.К.W-функция Ламберта и ее применение в математических задачах физики. – Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2006.
[6] Беляков В.А., Макарцев И.В., Фефелов А.Г., Оболенский С.В., Васильев А.П., Кузьменков А.Г., Кулагина М.М., Малеев Н.А. Влияние технологии двойного травления под затвор на параметры HEMT транзисторов на подложках GaAs и InP // Физика и техника полупроводников. 2021. Т. 55. Вып. 10. С. 890.

Секция «Электроника»

Заседание секции проводилось 18 мая 2026 г.
Председатель – С.В. Оболенский, секретарь – Е.В. Волкова.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXX научной конференции по радиофизике

СЕКЦИЯ
«ИЗЛУЧЕНИЕ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН»

Председатель – А.В. Калинин, секретарь – В.А. Яшнов.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

ИОНОСФЕРА НАД НАГРЕВНЫМ СТЕНДОМ ARECIBO – РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ МЕТОДОМ ИПН

Н.В. Бахметьева, А.В. Шиндин, С.М. Грач, И.Н. Жемяков, Е.Е. Калинина

НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Исследование процессов на высотах мезосферы и нижней термосферы по-прежнему входит в число актуальных задач физики атмосферы. Вместе с тем современные сведения о динамике температуры крайне ограничены, что замедляет развитие атмосферных моделей. По мере углубления представлений об ионосфере и совершенствования методов её исследования возрастает внимание к другим параметрам среды — температуре, составу, а также скоростям направленного движения заряженных и нейтральных частиц [1].

В работе выполнен анализ экспериментальных данных, впервые полученных методом создания искусственных периодических неоднородностей (ИПН) на низкоширотном стенде Аресибо (18.34° с.ш., 66.45° з.д.). Эксперименты по приёму сигналов, рассеянных ИПН, проводились 7 и 8 ноября 2018 года с 14:30 до 15:30 по местному времени. Воздействие на ионосферу осуществлялось коротковолновым излучением на частоте 5,095 МГц в режиме квазинепрерывного нагрева эффективной мощностью порядка 100 МВт при помощи нагревного стенда, установленного в чаше радиотелескопа [2]. Найдены профили температуры и вертикальной скорости, рассмотрена их временная динамика.

Применение метода ИПН для изучения температурных вариаций

Метод базируется на генерации ИПН в поле стоячей волны, образующейся при отражении мощного радиоизлучения стенда от ионосферы. Он даёт возможность определять множество параметров ионизованной и нейтральной составляющих нижней ионосферы. Для регистрации рассеянного сигнала используется импульсное зондирование пробными радиоволнами на этапе релаксации ИПН после отключения нагрева [3]. Скорости развития и релаксации неоднородностей зависят от состава, плотности, температуры и степени ионизации атмосферы, что и даёт возможность диагностики. В D-области образование ИПН определяется температурной зависимостью прилипания электронов, в E-слое — диффузионным перераспределением плазмы под действием избыточного давления электронного газа. Релаксация же в E-слое (90–120 км) идёт за счёт амбиполярной диффузии и, в D-области, из-за температурной зависимости отлипания электронов [2]. В этом случае характерное время уменьшения амплитуды неоднородностей в e раз, равное $\tau = (K2D)\text{-}1$, определяется коэффициентом амбиполярной диффузии $D = \frac{\kappa(T_{e0}+T_{i0})}{M_i \nu_{im}}$ и пространственным периодом неоднородностей. Время релаксации ИПН связано с температурой атмосферы, что позволяет определять её.

На левой панели рис. 1 показана зависимость амплитуды сигнала на высотах до 300 км в яркостном виде за типичный сеанс измерений 8 ноября 2018 года, а на правой панели – изменения амплитуды во времени на нескольких высотах от E-(вверху) до F-слоя. Видно уменьшение времени релаксации с высотой, что в E-области

соответствуют диффузионному механизму. Характерные времена развития и релаксации в Е-области составили 1–1,5 с.

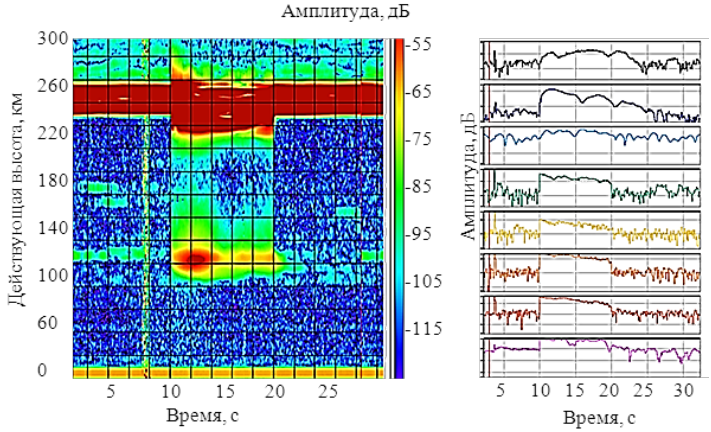


Рис. 1. Зависимость амплитуды сигнала на высотах до 300 км в яркостном виде (слева) и на нескольких высотах от Е-(вверху) до F-слоя (8 ноября 2018 года (справа)

На рис. 2 приведены зависимости температуры нейтральной компоненты от времени для трёх высот Е-области 8 ноября 2018 года. Разброс значений варьировался от 40 до 300 К, зафиксированы быстрые флуктуации с периодом 1,5 минуты и волновые движения с периодами от 3 минут до получаса. Наблюдаемые нерегулярные изменения температуры вызваны распространением внутренних гравитационных волн.

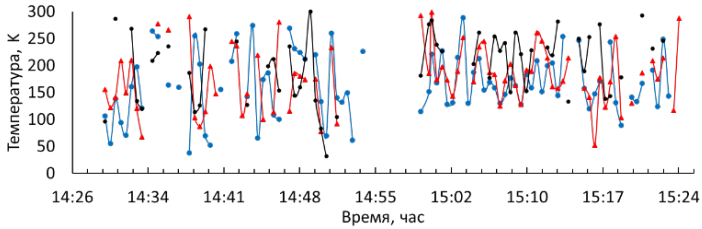


Рис. 2. Зависимость температуры от времени на трех высотах Е–области 8 ноября 2018 года: 100 км (синие точки) 102 км (красные точки) и 104 км (черные точки)

Скорость вертикального движения плазмы в экспериментах на Аресибо

Непосредственное измерение фазы сигнала, рассеянного на неоднородностях, позволяет с высокой точностью определять вертикальную скорость. Как показано в [3], в типичных ионосферных условиях погрешность таких измерений не превышает 0,05 м/с. По временному изменению фазы φ скорость вертикального движения плазмы вычисляется как:

$$V = \frac{\lambda}{4\pi}\frac{d\varphi}{dt} = \frac{\mathrm{c}}{4\pi f n}\frac{d\varphi}{dt}, \qquad (1)$$

где f и λ – частота и длина мощной и пробной радиоволн; n – показатель преломления, c – скорость света. Метод ИПН даёт возможность с высокой точностью исследовать вариации параметров среды на высотах мезосферы и нижней термосферы в широком временном диапазоне — от короткопериодных колебаний до долговременных трендов. В дневные часы 7–8 ноября 2018 года были проведены эксперименты с применением метода ИПН. На рис. 3 показана временная зависимость вертикальной скорости для трёх высот E-области 7 ноября 2018 года. На обоих графиках наблюдаются волновые вариации с периодами от 15 минут до одного часа. Изменения вертикальной скорости со временем вызваны волновыми процессами в нижней ионосфере, включая внутренние гравитационные волны [4,5].

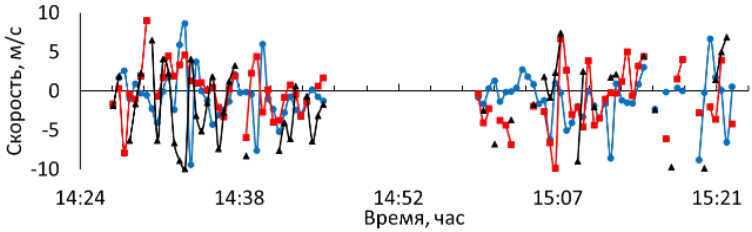


Рис. 3. Зависимость вертикальной скорости от времени на трех действующих высотах E-области 7 ноября 2018 года: 100 км (синие точки) 105 км (красные точки) и 108 км (черные точки)

Характеристики вертикальных движений могут быть дополнительно описаны с помощью гистограмм распределения скоростей. На рис. 4 представлены распределения для высоты 101,7 км за все сеансы 07.11.2018 (левая панель) и за все сеансы 08.11.2018 (правая панель). По оси абсцисс отложена скорость вертикального движения в м/с, а по оси ординат – относительная частность. Красной линией показано распределение Гаусса, красной пунктирной линией – среднее значение, зеленой пунктирной линией – медиана. С целью количественного анализа степени отклонения распределений скоростей от нормального распределения рассчитаны коэффициенты асимметрии и эксцесса [5]. На исследуемой высоте расхождение между средним значением и медианой распределений оказалось незначительным и составило порядка 1 м/с.

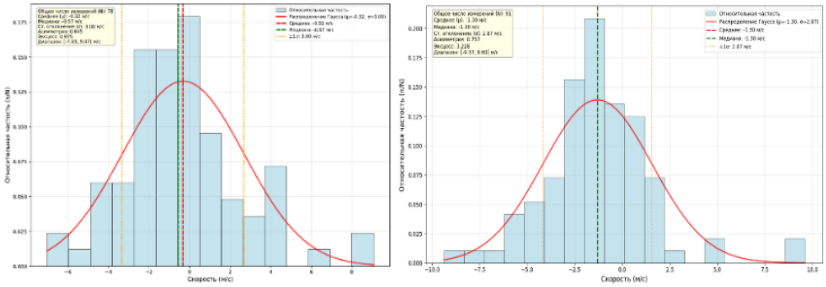


Рис. 4. Гистограмма распределения скоростей вертикальных движений на высоте 101,7 км за 07.11.2018 (левая панель) и 08.11.2018 (правая панель)

Выводы

По результатам первых исследований ионосферы методом создания ИПН на низкоширотном нагревном стенде в Аресибо были сделаны следующие выводы:

1. Характер изменений амплитуды сигнала, рассеянного ИПН, с высотой и во времени и результаты измерений времен развития и релаксации ИПН в D-, E-областях ионосферы по результатам эксперимента на низкоширотном стенде в Аресибо были аналогичны тем, которые многократно наблюдались на среднеширотном стенде СУРА.

2. Сигналы, рассеянные ИПН в области D, регистрировались эпизодически.

3. Развитие и релаксация ИПН в области E соответствует диффузионному механизму. Характерные времена развития и релаксации в E-области составили 1-1.5 с.

4. Наблюдались быстрые (в течение 10 с) временные вариации времени релаксации ИПН и скорости вертикальных движений плазмы, а также волновые движения с периодом от 3 до 10 минут.

5. Во временных вариациях времени релаксации ИПН, температуры и скорости нейтральной компоненты за длительные промежутки времени наблюдалась периодичность от 10 минут до 1,5 часов, характерная для внутренних гравитационных волн.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, в рамках проекта № 25–27–00031.

[1] Брюнелли Б.Е., Намгаладзе А.А. Физика ионосферы. – М.: Наука, 1988. 528.
[2] Shindin A., Grach S., Sergeev E., Bernhardt P., Nossa E., “Preliminary Results of Artificial Ionospheric Turbulence Studies at the Arecibo Low-Latitude Heating Facility in November 2018,” 2019 Russian Open Conference on Radio Wave Propagation (RWP). 2019. P. 261, doi: 10.1109/RWP.2019.8810325.
[3] Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Толмачева А.В., Бахметьева Н.В. Исследование ионосферы с помощью ИПН. – Н. Новгород: ИПФ РАН. 1999, 156 с.
[4] Бахметьева Н.В., Жемяков И.Н., Григорьев Г.И., Калинина Е.Е. // Химическая физика. 2023. Т. 42, №. 10. С. 50.
[5] Fritts D.C., Alexander M.J. // Rev. Geophys. 2003. Vol. 41, no. 3. P. 1.

ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ ЛИНИИ РАДИОСВЯЗИ В СЕТИ ПЛАВУЧИХ НАВИГАЦИОННЫХ ЗНАКОВ

Н.А. Дугин, Е.Д. Кораблев

НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского
ФГБОУ ВО «ВГУВТ»

В современном мире прослеживается явная тенденция к автоматизации процессов управления транспортными потоками, в том числе для повышения уровня безопасности на транспорте. В настоящее время водный транспорт является одной из наименее автоматизированных отраслей транспорта с точки зрения контроля за движением, который на данный момент осуществляется только с помощью средств автоматической идентификационной системы (АИС). Однако, обычный интервал ошибок систем спутникового позиционирования (GPS/GLONASS) в горизонтальной плоскости представляет собой радиус до 10-15 метров вокруг истинной точки, т.е. позиция судна может быть определена некорректно. Обычно положение судна определяется с помощью одной антенны GPS и расстояний от антенны до конечных точек судна (корма, нос, борта). Это может привести к 2-м ситуациям: 1) судно зашло за границы судового хода, но согласно данным от АИС находится в границах судового хода и 2) к зеркальной ситуации, когда, согласно данным АИС, судно вышло за границы судового хода, но фактически находится в границах судового хода. Во избежание подобной ситуации на судовом ходу присутствуют вынесенные точки границы судового хода, которые являются одним из видов плавучих навигационных знаков (ПНЗ). Тем не менее, с ПНЗ возникают ситуации, когда знаки отсутствуют на местах установки вследствие различных причин (естественный износ или механическое повреждение якорной цепи). Также существует проблема, связанная с ошибками судоводителей, например, потеря пространственной ориентации. Для устранения обозначенных выше проблем, предлагается создание системы информационной сети плавучих навигационных знаков [1].

Для построения информационной сети плавучих навигационных знаков необходимо рассчитать ее параметры и выбрать частоту, на которой необходимо строить радиорелейную линию. Условно данная линия изображена на рисунке 1.

Низкое расположение приемо-передающих антенн над поверхностью воды приводит к появлению сильного отраженного сигнала (для слабонаправленных антенн по амплитуде сравнимого с прямым). Для расчёта фазовых соотношений между прямым и отраженным сигналами примем ряд допущений:

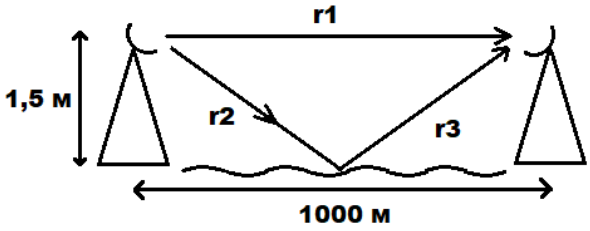


Рис. 1

1) поверхность воды принимается абсолютно плоской;

2) считаем, что ПНЗ остаются неподвижными как в горизонтальной, так и вертикальной плоскости, а расстояния между ПНЗ с установленными на них антеннами одинаковы;
3) не учитываются погодные условия;
4) не учитывается кривизна Земли, поскольку на таких расстояниях ею можно пренебречь.

Для расчёта фазовых сдвигов использовалась формула $\Delta\varphi = (r_2 + r_3) - r_1 \frac{2\pi}{\lambda}$, где $\Delta\varphi$ – фазовый сдвиг, r_1 – расстояние, проходимое прямой волной, $(r_2 + r_3)$ – расстояние, проходимое отраженной волной, λ – длина волны излучения. Если считаем, что поверхность воды абсолютно плоская, то при равенстве углов падения и отражения точкой отражения волны, попадающей в диаграмму направленности (ДН) приемной антенны, станет середина расстояния между знаками (r_1). Тогда значение r_2 будет равно $\sqrt{\left(\frac{r_1}{2}\right)^2 + h^2}$, а поскольку r_2, и r_3, равны, то их сумма равна $2\sqrt{\left(\frac{r_1}{2}\right)^2 + h^2}$.

Далее рассчитывался максимальный радиус r_{max} первой зоны Френеля, которая образуется в окружности точки около координаты $r_1/2$, для расчёта использовалось соотношение $r_{max} = \sqrt{\frac{\left(\frac{r_1}{2}\right)^2}{r_1}\lambda}$.

Для расчёта приняты значения r_1, равные 900, 1000 и 1100 метров, для следующих рабочих частот линии: 433 МГц, 868 МГц и 2400 МГц. Результаты расчётов приведены в таблице.

Как видно из таблицы, при использовании частоты 2400 МГц фазовый сдвиг отраженного сигнала относительно прямого близится к 180° (противофазное сложение). При этом максимальный радиус первой зоны Френеля равен 5.3-5.9 метров (для разных расстояний между знаками).

При использовании частот около 434 и 868 МГц фазовый сдвиг меньше 90°, что позволяет говорить о незначительном влиянии на амплитуду суммарного сигнала. Максимальный радиус первой зоны Френеля составляет 12.5-13.8 метров и 8.8-9.8 метров соответственно.

Как видно из приведенных данных использование частоты 2400 МГц может привести к практически полному затуханию сигнала. Использование диапазонов 434 и 868 МГц приведет к меньшему затуханию сигнала при приёме.

При планировании радиорелейной линии следует учитывать, что использование диапазонов без лицензии ГКРЧ ограничивается [2] эквивалентной изотропной излучаемой мощностью (ЭИИМ) ≤ -17 дБВт (20 мВт) для частот (433.075-434.79) МГц, 100 мВт (при условии рабочего цикла не более 10% или при реализации режима прослушивания перед излучением) или 25 мВт (без ограничений) для частот (868.7-869.2) МГц и ЭИИМ ≤ -20 дБВт (100 мВт) для частот (2400-2483.5) МГц (при передаче данных телеметрии) [3].

Табл.

Частота передачи, МГц	**Длина волны, см**	**Расстояние между ПНЗ, м**	**Сдвиг фаз, радианы (градусы)**	**Максимальный радиус первой зоны Френеля, м**
434	69,076	900	0,455 (26,06)	12,47
434	69,076	1000	0,409 (23,45)	13,15
434	69,076	1100	0,372 (21,32)	13,79
868	34,538	900	0,910 (52,12)	8,82
868	34,538	1000	0,819 (46,90)	9,30
868	34,538	1100	0,744 (42,64)	9,75
2400	12,491	900	2,515 (144,10)	5,30
2400	12,491	1000	2,264 (129,69)	5,59
2400	12,491	1100	2,058 (117,90)	5,86

Поскольку передача сигнала в линии радиосвязи будет вестись непосредственно над водной поверхностью, то необходимо иметь антенны со специальной ДН – узкой в вертикальной плоскости и относительно произвольной в горизонтальной. Этому условию на первом этапе разработки системы удовлетворяют коллинеарные антенные решетки. Наиболее подходящими для рассматриваемой информационной системы серийными антеннами можно считать антенну АК-868 от компании Альтоника [4]. При более детальной разработке проекта возможно создание специализированной антенны с требуемыми параметрами на нужный частотный диапазон.

Связь между элементами линии радиосвязи должна быть практически постоянной (с периодами в несколько минут для экономии энергии аккумуляторов). Рассматривается возможность использования эффекта мерцаний полезного сигнала для следующих элементов контроля внешней обстановки:

- оценка погодных условий (рассеяние отраженного сигнала на «шероховатой» поверхности и ослабление его влияния на связь, качание НПЗ (бакенов));
- определение появления проходящих судов на судовом ходу по вариациям отраженного от судна сигнала (рис. 2а);
- пропадание полезного сигнала при пересечения судами границы судового хода (рис. 2б).



Рис. 2а



Рис. 2б

По результатам проведенных расчётов сделаны следующие предварительные **выводы**:

Использование частот около 2400 МГц на рассчитываемых дистанциях приводит к более узким ДН, но и к сильному затуханию сигнала в канале связи от сложения прямой и отраженной волн; сдвиг фаз более 120°, что приведёт к затуханию сигнала порядка ≈ 4.8 дБ.

Использование частот около 868 МГц на рассчитываемых дистанция приводит к более широкой ДН и к затуханию сигнала в канале связи от сложения прямой и отраженной волн порядка ≈ (1.1-2.9) дБ.

Использование частот около 434 МГц на рассчитываемых дистанция приводит к самой широкой ДН и к затуханию сигнала в канале связи от сложения прямой и отраженной волн менее ≈ 0.7 дБ.

Рассмотрена возможность использования эффекта мерцаний полезного сигнала для элементов контроля внешней обстановки.

Предполагается проведение натурных экспериментов в акватории Волги у города Нижний Новгород для проверки правильности принятых решений.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки: госзадание FSWR-2026-0011.

[1] Кораблев Е.Д., Федосенко Ю.С. // Труды XXXII научно-технической конференции «Информационные системы и технологии» — Нижний Новгород, 2026. С. 9.

[2] О внесении изменений в решение Государственной комиссии по радиочастотам от 7 мая 2007 г. № 07-20-03-001 : решение Государственной комиссии по радиочастотам при Министерстве цифрового развития, связи и массовых коммуникаций Российской Федерации от 16 июня 2021 г. № 21-58-05. — Доступ из справочно-правовой системы «КонсультантПлюс». — URL: (дата обращения: 20.05.2026).

[3] О выделении полос радиочастот устройствам малого радиуса действия : решение Государственной комиссии по радиочастотам при Министерстве информационных технологий и связи от 7 мая 2007 г. № 07-20-03-001. — Доступ из справочно-правовой системы «КонсультантПлюс». — URL: [Электронный ресурс]. (дата обращения: 20.05.2026).

[4] АК-868 антенна коллинеарная Альтоника. [Электронный ресурс]. – URL: https://alpatech.ru/sistemy-ops/gsm-monitoring/altonika-gsm/antenny/ak-868-antenna-kollinearnaya-altonika/?ysclid=mpax3qz7s0142006263 (дата обращения: 20.05.2026).

АРХИТЕКТУРА МНОГОКАНАЛЬНОГО ТРАКТА ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ ГЛОНАСС ДЛЯ ВЫСОКОТОЧНОГО ПОЗИЦИОНИРОВАНИЯ ВОДНЫХ ОБЪЕКТОВ

Н.А. Дугин[1, 2)], А.А. Крит[1, 2)]

[1)] НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] ФГБОУ ВО «ВГУВТ»

Высокоточное определение пространственной ориентации подвижных объектов является актуальной задачей для современных навигационных комплексов. Стандартные кодовые измерения глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС) не обеспечивают необходимой точности угловых параметров, в связи с чем, перспективным направлением является использование фазовых измерений в многоантенных конфигурациях.

Достаточно часто для измерений ориентации наземных объектов рассматривается применение радиоинтерферометров со связанными элементами [1, 2]. В работе [3] предложен радиоинтерферометрический комплекс из 3-6 приемных антенн L-диапазона, позволяющий проводить высокоточные измерения как географических координат объекта, так и его ориентацию практически в реальном времени. Основным условием является необходимость одновременных фазовых измерений по сигналам трех навигационных ИСЗ. Далее будем рассматривать варианты многоканального приемного тракта для работы по сигналам СРНС ГЛОНАСС бортового радиоинтерферометрического комплекса.

Ключевым требованием к построению таких систем является обеспечение строгой фазовой синхронизации приемных трактов. Неконтролируемые фазовые сдвиги в гетеродинах приводят к ошибкам в определении разностей фаз и делают невозможным разрешение целочисленной неоднозначности.

В данной работе представлена архитектура экспериментального образца четырехканального интерферометрического тракта системы ГЛОНАСС, основанного на централизованной генерации опорных частот и цифровой обработке сигналов с частотным разделением каналов (FDMA).

Предлагаемое устройство состоит из четырех антенн, образующих два интерферометра с ортогональными базами B1 и B2, ее пример приведен на рис. 1. Такая геометрия позволяет однозначно определить полный вектор пространственной ориентации объекта, включающий азимут (A), дифферент (Θ) и крен (γ) [4]. Математическая модель радиоинтерферометрических измерений в общем виде связывает разность фаз $\Delta\varphi_{ij}^{(k)}$ для k-го спутника между антеннами i и j:

$$\begin{aligned} \mathrm{L} &= \mathrm{Z}\sin(\varphi_g) - \mathrm{X}\cos(\varphi_g), \\ \mathrm{M} &= \mathrm{Z}\cos(\varphi_g) + \mathrm{X}\sin(\varphi_g), \\ \mathrm{N} &= \mathrm{Y}, \end{aligned} \qquad (1)$$

где X, Y, Z – проекции базы в местной декартовой системе координат, (φ_g) –широта места.

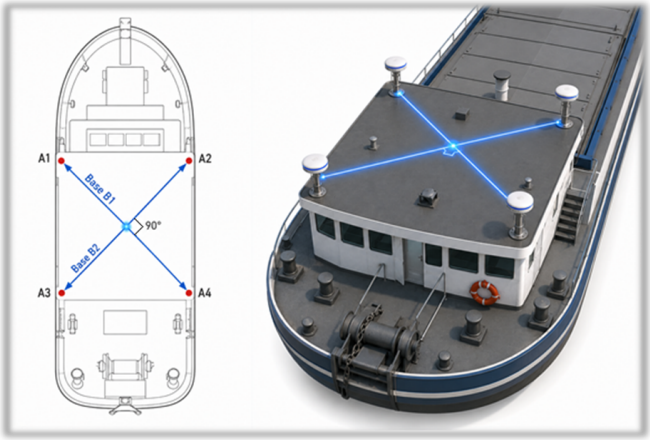


Рис. 1

$$\Delta\varphi_{ij}^{(k)} = \frac{2\pi}{\lambda_k}\left[Lsin(\delta_k) + cos(\delta_k)\left(Mcos(t_k) + Nsin(t_k)\right)\right] + 2\pi N_{ij}^{(k)} + \delta_{ij}, \quad (2)$$

где δ_k, t_k – склонение и часовой угол спутника; $N_{ij}^{(k)}$ – целочисленная неоднозначность; δ_{ij} – инструментальный фазовый сдвиг. В общем случае решение системы нелинейных уравнений (2) относительно параметров ориентации осуществляется численными методами. Однако для случая, когда антенная решетка расположена в горизонтальной плоскости ($Z = 0$, следовательно $N = 0$ для баз, лежащих в плоскости горизонта), система допускает аналитическое решение. В этом частном случае азимут и угол места определяются непосредственно через измеренные разности фаз и известные координаты спутников, что существенно упрощает алгоритм первичной обработки данных и снижает вычислительную нагрузку на бортовой процессор. Для подвижного объекта с неизвестной ориентацией используется метод наименьших квадратов для совместного оценивания проекций баз и углов Эйлера по измерениям от трех и более спутников.

На рис. 2 приведена структурная схема предлагаемого приемника.

Каждый из четырех антенных модулей содержит малошумящий усилитель ($NF \leq$ 1.5 дБ, КУ = 20 дБм) и смеситель первого преобразования. Локальный гетеродин ПЧ1 (1424 МГц) формируется умножением на 4 единой опорной частоты 356 МГц, распределяемой от центрального блока, что обеспечивает жесткую фазовую когерентность каналов $\left(\varphi_{LO} = 4\varphi_{ref}\right)$.

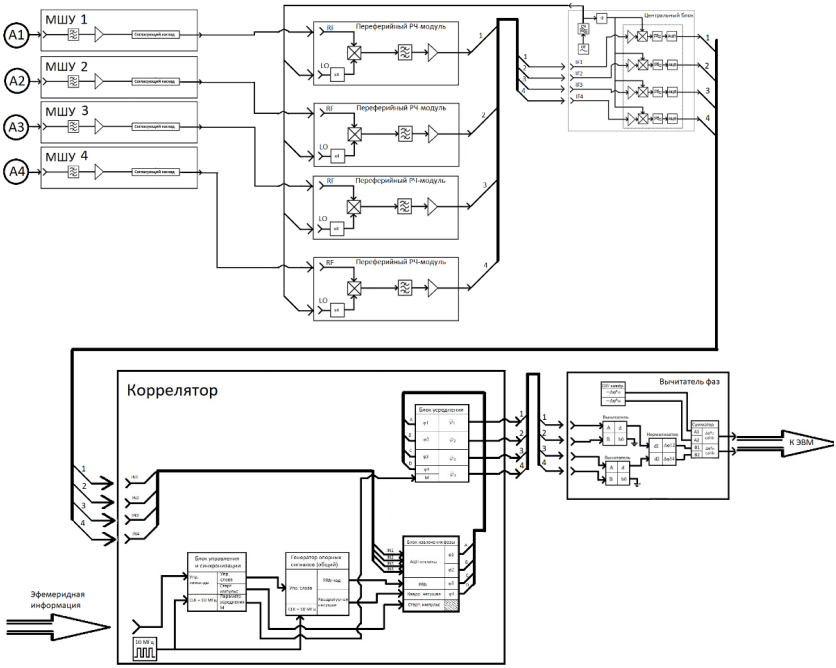


Рис. 2

Сигнал ПЧ1 (~178 МГц) поступает в центральный блок, где второе преобразование общим гетеродином (178 МГц, полученным делением опорной частоты на 2) формирует ПЧ2 ±3.9375 МГц. Оцифровка выполняется четырьмя синхронизированными АЦП (10 МГц, 12 бит), создающими поток данных 480 Мбит/с, который передается по интерфейсу LVDS в ПЛИС.

В корреляторе на базе FPGA реализуется параллельная обработка сигналов трех выбранных спутников ГЛОНАСС (FDMA). Для каждого из четырех каналов независимо снимаются PRN-коды и извлекаются мгновенные фазы несущей. Полученные значения подвергаются круговому усреднению (интервал 5–20 мс) для подавления шумов, после чего вычисляются межантенные разности фаз, нормализованные к диапазону $(\pi,\ \pi]$ и скорректированные на калибровочные коэффициенты.

Использование измеренных разностей фаз для двух ортогональных баз и трех спутников позволяет решить систему навигационных уравнений и однозначно определить азимут, дифферент и координаты объекта. Такая конфигурация обеспечивает работоспособность системы даже при ограниченной видимости спутников, характерной для внутренних водных путей. Предложенная архитектура сочетает фазовую стабильность специализированных приемников с гибкостью цифровой обработки, а дальнейшие

исследования будут направлены на натурную проверку точности и разработку адаптивных алгоритмов селекции спутников.

Анализ системы [3] показал, что одним из ее преимуществ является то, что работа ведется по квазишумовому сигналу НКА приемником с квадратурными выходами; из кодовой информации необходимы только координаты спутников. В перспективе это дает возможность разработки автономной системы определения положения НКА при блокировке их гражданского канала.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки: госзадание FSWR-2026-0011.

[1]. Абросимов В.Н., Алексеева В.И., Гребенко Ю.А., Лукин В.И., Мищенко И.Н., Новиков И.А. // Зарубежная радиоэлектроника. 1989. №1. С.46.
[2]. Кокорин В.И. Радионавигационные системы и устройства : учеб. пособие для студентов вузов / В.И. Кокорин ; Краснояр. гос. техн. ун-т. – Красноярск : ИПЦ КГТУ, 2006. 174 с.
[3]. Дугин Н. А. Разработка методов и устройств для высокоточных измерений в радиоастрономии и радиоинтерферометрии. Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. — Нижний Новгород. 2007.
[4]. Park K., Crassidis J.L. Attitude Determination Methods Using Pseudolite Signal Phase Measurements // Technical Report. – NASA Johnson Space Center, 2003. 21 p.

КАЛИБРОВКА РАДИОИНТЕРФЕРОМЕТРА ОКБ МЭИ ПО ВНЕЗЕМНЫМ РАДИОИСТОЧНИКАМ

Н.А. Дугин[1, 2, 3], М.Б. Нечаева[1], И.О. Яковлев[1]

[1] АО «ОКБ МЭИ»
[2] НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[3] ВО ФГБОУ «ВГУВТ»

Задача высокоточного определения координат космических аппаратов (КА) при полете к планетам солнечной системы с помощью радиоинтерферометров со сверхдлинной базой (РСДБ) вновь приобретает актуальность в связи с ведущимся планированием космических исследований. Кроме того, например, в работах [1, 2] показана целесообразность применения РСДБ для оперативного (в квазиреальном времени) измерения координат навигационных космических аппаратов и фрагментов «космического мусора» в околоземном космическом пространстве. Точность таких измерений тем выше, чем лучше известны параметры инструмента. Калибровка интерферометра играет важную роль в астрометрических и навигационных задачах, выполняемых с помощью РСДБ, так как ошибки в проекциях баз или координатах радиотелескопов автоматически переносятся в ошибки измерения положения наблюдаемых космических объектов.

В последние годы выполнена модернизация наземных комплексов управления дальними космическими аппаратами (НКУ ДКА) ОКБ МЭИ, в рамках которой были разработаны широкополосные конвертеры, служащие для преобразования, регистрации и передачи РСДБ-данных в частотных полосах до 128 МГц [3]. Дальнейшие работы нацелены на достижение предельных точностей основных измеряемых величин (задержки и частоты интерференции), используемых для расчетов характеристик исследуемых объектов (координат, рассинхронизации часов и др.).

В данной работе рассматриваются результаты калибровки интерферометра РТ-64 – РТ-12, расположенного в Медвежьих Озерах, и способы повышения точности измерений проекций баз. Интерферометр имеет малую базу (около 840 м), а его приемные пункты синхронизируются от одного стандарта частоты и времени, что позволяет исключить ошибку временного смещения шкал времени и некоторые другие «паразитные» факторы.

13-14 августа 2025 года был проведен радиоинтерферометрический эксперимент по наблюдению внеземных точечных радиоисточников, одной из задач которого было уточнение координат антенн. Кроме антенн в Медвежьих Озерах, был задействован радиотелескоп РТ-64 в Калязине. Прием радиоизлучения от 16 источников с плотностью потока от 3 до 44 Янских осуществлялся на частоте 8459 МГц. Эксперимент состоял из двух сеансов длительностью 4 часа каждый. Регистрация комплексного сигнала проводилась с помощью широкополосных конвертеров разработки ОКБ МЭИ. Обработка данных выполнялась на корреляторах НИРФИ и ОКБ МЭИ.

Измеряемой величиной являлась задержка, соответствующая максимуму корреляционной функции. Дискрет задержки определялся полосой регистрации и в данном эксперименте составлял 31.5 нс. Для уточнения положения максимума корреляционной функции выполнялась аппроксимация функцией Гаусса, позволяющая достичь точности 6.2 нс, что соответствует 1.9 м в линейной мере. На рисунке 1 приведен пример

корреляционной функции (черная кривая) и аппроксимирующей ее функции Гаусса (красная кривая), полученный при приеме радиоизлучения источника 4C39.25 (14 августа 2025 г, 05:15 UTC). По вертикальной оси отложена нормированная мощность корреляционного сигнала, по горизонтальной оси – задержка. Измерения по каждому источнику усреднялись.

В результате были получены ряды задержек для всех интервалов наблюдений, которые использовались далее для коррекции проекций базы интерферометра. В том случае, когда объект располагается в дальней зоне интерферометра, уравнение, связывающее измеренные значения пространственной задержки τ, известные координаты источника (склонение δ и часовой угол H), искомые проекции базовой линии $\mathbf{B}[B_x, B_y, B_z]$ и инструментальную поправку к задержке $d\tau_и$, запишем в следующем виде:

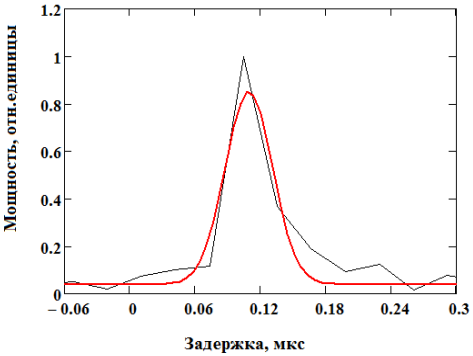


Рис. 1

$$\tau = \frac{1}{c}[B_X \cos\delta \cos H + B_Y \cos\delta \sin H + B_Z \sin\delta] + d\tau_u. \qquad (1)$$

Дальнейшее решение задачи сводилось к использованию метода наименьших квадратов для решения линейной системы, состоящей из 209 уравнений и содержащей 4 неизвестных. По результатам эксперимента была скорректирована геопозиция больших антенн относительно малой. В таблице 1 приведены исходные и скорректированные координаты радиотелескопов. После этого корреляционная обработка была повторена с обновленными значениями.

Табл. 1

Антенна	**Исходные координаты X,Y, Z (м)**	**Скорректированные координаты X,Y,Z (м)**
РТ-64 (Калязин)	2731191.749 2126199.292 5339538.091	2731200.919 2126199.339 5339494.645
РТ-64 (Медвежьи Озера)	2828547.498 2206064.086 5256395.991	2828541.311 2206057.961 5256379.580

РТ-12 (Медвежьи Озера)	2828565.000 2206815.000 5256028.000	

Одним из источников ошибок является не идентичность конструкций антенн, задействованных в эксперименте. Малая антенна с азимутально-угломестной монтировкой имеет конструкцию с пересекающимися осями, а в большой антенне РТ-64 угломестная ось вращения смещена от азимутальной на расстояние около $r = 2.2$ м. Такое разнесение осей приводит к изменению базы при повороте по азимуту антенны РТ-64, что может давать ошибку к задержке до 7 нс. Выражение для коррекции задержки $d\tau$ на не идентичность для случая, когда антенны находятся в прямой видимости [4]:

$$d\tau = sign\left(cos(A_0 - A)\frac{r}{c}\right) cos^2(A_0 - A)cos(h), \qquad (2)$$

где A – азимут источника, A_0 – азимут направления базы, h – высота источника, r – расхождение осей.

На рисунке 2 приведена зависимость величины коррекции от азимута для данного эксперимента. Рассчитанные таким образом временные поправки были введены в измеренные задержки, полученные после уточнения положения антенн.

Далее, система уравнений (1) решалась с новыми исходными значениями. Проекции базовой линии, инструментальная задержка и среднеквадратичное отклонение (СКО) соответствующих величин, полученные двумя способами (без коррекции на смещение осей от точки пересечения и с коррекцией), приведены в табл. 2, откуда следует, что СКО измеряемых величин существенно уменьшилось при введении коррекции.

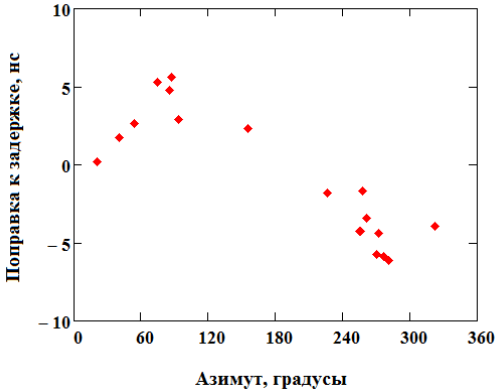


Рис. 2

Выводы

Достигнутая погрешность калибровки инструмента признана удовлетворительной, хотя ожидался более существенный эффект. Причиной этого мы считаем недостаточно высокое разрешение по задержке, используемое в данном эксперименте: величина дискрета составляла 31.5 нс, тогда как ожидаемая поправка на смещение осей не превышала 7 нс. Аппроксимация корреляционной функции понижала погрешность вычисления задержки до 6.5 нс, но могла вносить дополнительные ошибки. Поэтому в дальнейшем планируется эксперимент в более широкой полосе регистрации: разработанные широкополосные видеоконвертеры позволяют расширить полосу до 128 МГц, при этом дискрет комплексного сигнала составит около 8 нс. Кроме того, требуется провести

исследование ошибки привязки времени в РСДБ-пунктах на длительном периоде и оценить ее влияние на точность координатных измерений.

Табл. 2

Исходные данные:	Задержки без коррекции	Задержки с коррекцией на смещение осей
Измеренные значения проекций базы:		
$\boldsymbol{B_x}$ (м)	-18.31	-18.759
$\boldsymbol{B_y}$ (м)	-751.15	-749.93
$\boldsymbol{B_z}$ (м)	358.20	366.84
$\boldsymbol{d\tau_{и}}$ (мкс)	-6.355	-6.374
Разность заданных и измеренных значений проекций базы:		
$\boldsymbol{B_x}$ (м)	-0.807	-1.257
$\boldsymbol{B_y}$ (м)	-0.232	0.987
$\boldsymbol{B_z}$ (м)	-9.792	-1.155
СКО:		
$\boldsymbol{\delta B_x}$ (м)	$6.374 \cdot 10^{-9}$	$2.009 \cdot 10^{-9}$
$\boldsymbol{\delta B_y}$ (м)	$6.853 \cdot 10^{-9}$	$2.169 \cdot 10^{-9}$
$\boldsymbol{\delta B_z}$ (м)	$11.51 \cdot 10^{-9}$	$4.234 \cdot 10^{-9}$
$\boldsymbol{\delta(d\tau_{и})}$ (мкс)	$2.8 \cdot 10^{-5}$	$1.0 \cdot 10^{-5}$

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки: госзадание FSWR-2026-0011.

[1] Нечаева М.Б., Антипенко А.А., Дементьев А.Ф., Дугин Н.А., Снегирев С.Д., Тихомиров Ю.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2007. Т. 50, № 7. С. 577.
[2] Дугин Н.А., Адамчик Д.А., Нечаева М.Б. // Всероссийская радиоастрономическая конференция ВРК-2014 (Пущино, 22–26 сентября 2014 г.): тезисы докладов. – Пущино, 2014. С. 119.
[3] Дугин Н.А., Зиньковский Б.М., Иванов К.А., Лобачев Г.А., Нечаева М.Б. // Труды XXV научной конференции по радиофизике (Нижний Новгород, 14–25 мая 2021 г.). – Нижний Новгород: ННГУ, 2021. С. 119. [Электронный ресурс].
[4] Дугин Н.А., Нечаева М.Б., Антипенко А.А., Тихомиров Ю.В., Урявина Е.О. // Труды XXVII научной конференции по радиофизике (Нижний Новгород, 14–25 мая 2023 г.). – Нижний Новгород: ННГУ, 2023. С. 137. [Электронный ресурс].

ЗАВИСИМОСТЬ СУТОЧНОЙ ДИНАМИКИ СПЕКТРАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ УНЧ ФОНОВОГО ШУМА ОТ УРОВНЯ СОЛНЕЧНОЙ И МАГНИТНОЙ АКТИВНОСТЕЙ НА РАЗНЫХ ШИРОТАХ

Е.Н. Ермакова, А.В. Рябов

НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В настоящей работе на основе анализа данных мониторинга на среднеширотном пункте Новая Жизнь (46 в. д., 56 с. ш.) было исследовано влияние вертикальной неоднородности ионосферы на спектры фонового УНЧ шума в периоды разного уровня солнечной активности и во время магнитных бурь разной интенсивности. Для анализа разного влияния ионосферных резонаторов на спектральные параметры шума на разных широтах при разных гелиогеофизических условиях привлекались данные с низкочастотного пункта на о. Крит (35.15 с.ш., 25.20 в.д.), а также данные, полученные по измерениям радара некогерентного рассеяния в Аресибо (18.3 с.ш. и 66.75 з.д.). Коэффициенты отражения от верхнего и нижнего основания F-слоя по-разному могут зависеть от разных гелиогеофизических условий. Например, как известно, на средних широтах вероятность появления (резонансной структуры спектра) РСС выше в годы минимума солнечной активности. В годы максимума солнечной активности и летний период коэффициент отражения от верхнего основания F-слоя существенно уменьшается, что приводит к слабым осцилляциям РСС в малом диапазоне частот (до 2-4 Гц), или иногда к её полному отсутствию на среднеширотных станциях [1]. Зависимость коэффициента отражения от нижнего основания F-слоя от уровня солнечной активности имеет другой характер, поэтому в годы, близкие к максимуму солнечной активности, и летний период, может наблюдаться только широкополосная частотная зависимость в спектрах поляризации и магнитных компонент. Для анализа влияния вертикальной структуры ионосферы на спектры фонового шума на разных широтах были построены высотные профили параметра критерия геометрической оптики (КГО) для нормальной УНЧ волны в ионосфере для частот 1-8 Гц. Коэффициент КГО определяется следующей формулой:

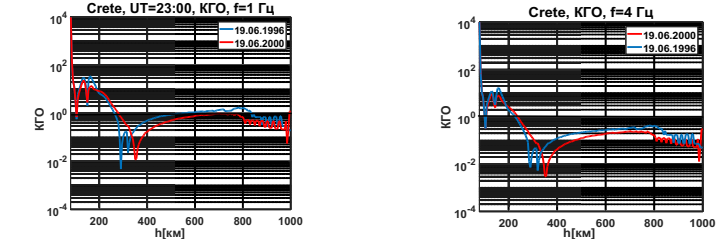
$$\text{КГО} = \frac{n}{2}\frac{dn}{dz}\frac{\lambda}{2\pi}. \qquad (1)$$

Условие КГО<<1 является условием выполнения геометрико-оптического приближения (ГО), условие КГО≥1 – условием нарушения ГО, n – показатель преломления нормальной волны, λ – длина волны в ионосфере.

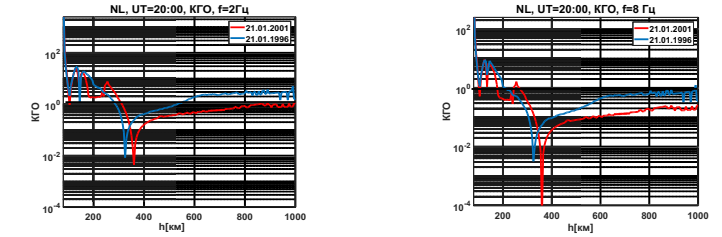
Для сравнения на рис. 1 приведены профили для среднеширотной обсерватории и станции на о. Крит для периодов с разным уровнем солнечной активности (СА). Как видно из рис. 1а, б профили КГО на низкоширотной станции на разных частотах слабо различаются при разных уровнях СА, при этом нарушение ГО на нижнем основании слоя F имеет место при любом уровне активности солнца. Нарушение ГО на высотах верхнего основания слоя F наблюдается в узком диапазоне частот до 4-5 Гц, поэтому РСС наблюдается в узком диапазоне частот до 4-5 Гц при любом уровне СА. Для среднеширотной станции различие в значениях КГО существенно для высокого и низкого уровня СА на высотах больше максимума слоя F, что подтверждает выводы

экспериментальных исследований (рис. 1в, г). Спектры поляризационного параметра ε, полученные при регистрации фонового шума на о. Крит, демонстрируют также слабое влияние уровня СА на добротность ионосферных резонаторов. РСС существует, как правило, в узком частотном диапазоне, не превышающем 4-5 Гц, широкополосный максимум в спектрах поляризации проявляется практически всегда со значениями *fгр*, не превосходящими частоту первого шумановского резонанса.

а б



в г



д е

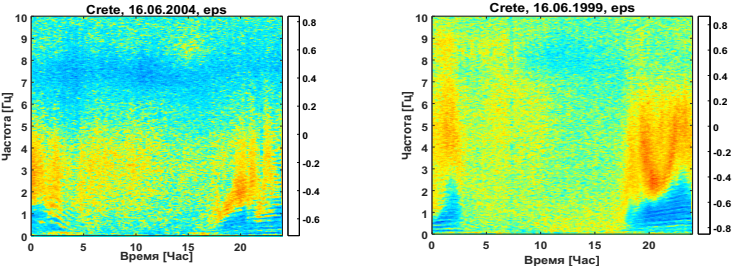


Рис. 1

На рис. 2 приведены результаты моделирования показателя преломления (рис. 2в), параметра ε (рис. 2г) и профиля КГО для станции Аресибо (рис. 2а, б). Влияние ионосферных резонаторов на спектры шума на этой южной станции сильно зависит от уровня СА, а их добротность резко уменьшается при высоком уровне СА, что связано с высокими значениями показателя преломления (N1) нормальных волн в ионосфере на всех высотах. Особенно резко возрастает оптическая плотность суб-ИАР из-за высоких значений N1 на высотах долины.

Была изучена динамика спектров поляризации на среднеширотном пункте NL в начальной и главной фазах магнитной бури, а также в фазе восстановления ионосферы.

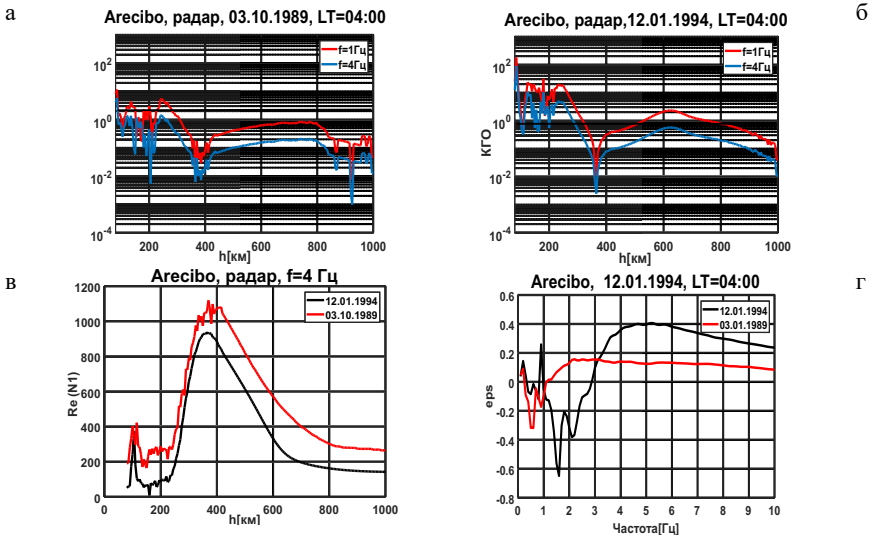


Рис. 2

На рис. 3а, б приведены значения Кр-индекса и спектрограмма поляризационного параметра в начальной и главной фазе сильной бури 07-11.11.2004. Видно уменьшение граничной частоты, а затем полное исчезновение знакопеременной частотной зависимости параметра ε. На рис. 3г изображён спектр ε во время сильной бури 17.03.2015 (Кр=8-9). В период этой бури влияние резонатора суб-ИАР не было обнаружено, и значения ε варьировались около 0. На ионограммах ближайших ионозондов (КФУ, СУРА) (рис. 3д) были зафиксированы слои на высоте 150-200 км с *f0*~1.5-3 МГц. Были исследованы также вариации поляризационного параметра в период восстановления после сильных магнитных бурь с Кр=8÷9. Обнаружена сильная изменчивость спектров ε в период наблюдения высокочастотных Pc-1, когда высыпания энергичных частиц регистрировались на близких к наземному пункту геомагнитных широтах. В эти периоды в спектре ε наблюдалась крупномасштабная вариация в области положительных значений с ростом ε на частотах 12-14 Гц (рис. 3е). На основе статистического анализа был исследован характер спектров ε при разных значениях Кр – индекса и построено распределение вероятности значений глубины вариаций ε при разных уровнях геомагнитной активности (рис. 3 в). Установлено, что значение глубины осцилляций в спектре ε, которому соответствует максимум вероятностного распределения уменьшается при увеличении Кр-индекса и достигает значений меньше 0.02 при Кр=7. При этих значениях Кр-индекса наблюдаются незначительные вариации поляризационного параметра, как правило, в области положительных значений (исключается полоса шумановских резонансов). Это позволило определить пороговые значения Кр индекса ($Кр \geq 6$), при котором происходит исчезновение характерной частотной зависимости ε с изменением знака на среднеширотном пункте NL.

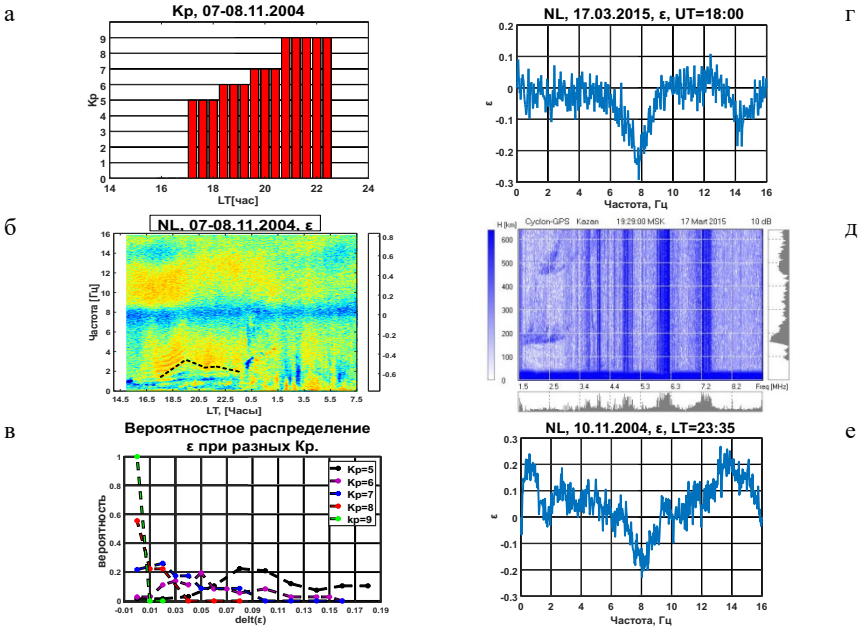


Рис. 3

Анализ н/ч данных на о. Крит показал, что исчезновение проявления резонатора суб-ИАР наблюдается при Kp ≥ 8, а после бури в спектрах ε регистрируются более низкие значения *fgr*, чем в период до начала бури. (рис. 4 а,б).

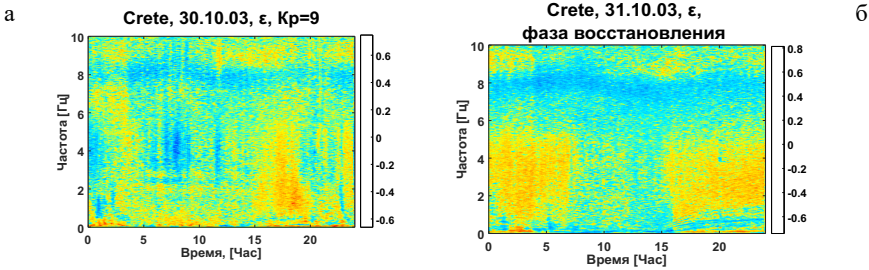


Рис. 4

Работа выполнена по проекту № FSWR-2026_0011в рамках базовой части Государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ.

[1] Потапов А.С., Полюшкина Т.Н., Цэгмэд Б. // Солнечно-земная физика 2021. Т. 7, № 3. С. 39.

ЭФФЕКТИВНОСТЬ МАТЕРИАЛОВ ДЛЯ ЭКРАНИРОВАНИЯ ОТ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СВЧ ДИАПАЗОНЕ

А.В. Карпова, О.В. Шашунькина, В.П. Савченков

ООО «Завод герметизирующих материалов»

Введение

В современном мире наблюдается стремительный рост числа источников электромагнитного излучения (ЭМИ). Это связано с повсеместным внедрением беспроводных технологий, развитием электроники, автоматизацией производства, расширением телекоммуникационных сетей, использованием станций радиоэлектронной борьбы (РЭБ). Практически каждый человек ежедневно сталкивается с воздействием ЭМИ: мобильные телефоны, Wi-Fi-роутеры, базовые станции сотовой связи, микроволновые печи, компьютеры, промышленное оборудование и даже бытовая техника — всё это формирует фон электромагнитных полей различной частоты и интенсивности.

Электромагнитные поля (ЭМП) можно условно разделить на статические, низкочастотные электрические и магнитные, высокочастотные или радиочастотные поля. В отличие от ионизирующего излучения (гамма-излучение, испускаемое радиоактивными материалами; рентгеновское излучение), находящегося в верхней части электромагнитного спектра, электромагнитные поля не обладают способностью разрывать связи, которые удерживают между собой молекулы в клетке или атомы в молекуле, и неспособны ионизировать вещество.

В данной работе рассматриваются источник СВЧ-диапазона (сверхвысокие частоты, микроволновое излучение 300 МГц до 300 ГГц с длиной волны от 1 метра до 1 миллиметра). Для комплексного исследования защитных материалов в лабораторных условиях был выбран источник с диапазоном частот от 0,8 до 6,0 ГГц. Этот диапазон охватывает основные радиосредства, используемые в бытовой и городской среде.

Наш завод герметизирующих материалов (ООО «ЗГМ») специализируется на разработке и производстве широкого спектра герметизирующих и изоляционных материалов серии Абрис. Мы разрабатываем и внедряем в серийное производство инновационный материал для защиты от электромагнитного излучения — Абрис ЭМИ. Материал прошёл комплекс испытаний в ведущих научно-исследовательских организациях, включая МГУ им. Н. П. Огарёва, ФГБУ НИИ Радио и ФГБНУ «НИИ медицины труда имени академика Н. Ф. Измерова», а также на специализированных испытательных полигонах, подтвердив свои высокие эксплуатационные характеристики.

Актуальность темы обусловлена не только вопросами биологического воздействия ЭМИ на организм человека (влияние на нервную систему, сердечно-сосудистую деятельность, обмен веществ), но и техническими аспектами: электромагнитные помехи способны вызывать сбои в работе чувствительной электроники, медицинского оборудования, систем связи и автоматики. Для надёжной защиты от негативного воздействия электромагнитного излучения необходимо использовать специальные экранирующие материалы, способные эффективно поглощать или отражать электромагнитные волны в широком диапазоне частот.

Цель настоящей работы является экспериментальное определение коэффициентов ослабления различных материалов, применяемых для радиоэкранирования и защиты от

электромагнитного излучения. В исследовании были использованы современные материалы, представленные на рынке, такие как фольга, сетки, ткани и плёнки, а также эластичная резина Абрис ЭМИ, разработанная ООО «ЗГМ».

Метод определения коэффициента ослабления

Коэффициент ослабления ЭМИ — это безразмерная величина, показывающая, во сколько раз снижается интенсивность электромагнитного или ионизирующего излучения при прохождении через материал (экран).

В основе методики измерений коэффициента ослабления (прохождения) ЭМИ СВЧ диапазона лежит относительный метод измерений, когда коэффициент ослабления определяется как отношение мощности электромагнитной волны, прошедшей через образец, к мощности электромагнитной волны, падающей на поверхность образца материала. Коэффициент ослабления зависит от толщины, плотности и электромагнитных свойств материала:

$$К = 10\ lg\ \left(\frac{P1}{P2}\right), \quad (1)$$

где К – коэффициент ослабления электромагнитного поля, дБ;
P_1 – исходная плотность потока мощности (ППМ) без образца, мкВт/см^2;
P_2 – плотность потока мощности (ППМ) с исследуемым образцом, мкВт/см^2.

Для оценки эффективности РПМ в диапазоне 0,8–6 ГГц был разработан стенд на базе института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН. Испытательный стенд состоит из источника электромагнитного излучения ПХ-0860 и приемной антенны (дозиметр «Мера») [1]. На базе научно-производственной лаборатории ООО «ЗГМ» была разработана методика по определению коэффициента ослабления материалов от ЭМИ.

Все измерения проводились в лабораторных условиях при температуре воздуха 20 ±2°С и относительной влажности не более 60%, что соответствует стандартным требованиям для радиотехнических испытаний.

Расстояние между источником электромагнитного излучения и приёмной антенной (дозиметром) составляло 20 см. Для каждого исследуемого образца измерения выполнялись трижды. За итоговое значение коэффициента ослабления принималось среднее арифметическое полученных результатов, что позволило снизить влияние случайных погрешностей и повысить достоверность данных.

Средства измерений, вспомогательные устройства

Измерительные приборы: приемная антенна *(*дозиметр «Мера») с диапазоном измерения 0,8-8 ГГц, чувствительность устройства 10 нВт/см^2.

Источник излучения: источник электромагнитного излучения ПХ 0860 с диапазоном измерения 0,8-6 ГГц, излучающая мощность 5 мВт (7,0 дБм).

Ноутбук (для записи и обработки полученных данных).

Схема проведения измерений

Схема проведения измерений приведена на рис. 1. Сверху на стойке закреплен источник излучения, снизу – антенна приёмного устройства. Расстояние от источника до приёмной антенны составляло 20 см.

Исследуемые образцы

Внешний вид исследуемых образцов представлен на рис. 2



Рис. 1

Образец №1– ткань для защиты от ЭМИ №18 (Альфа-К, г.Москва);
Образец №2 – экранирующая электропроводящая пленка с клеевым слоем «Радиобункер 115» (РТ-Технологии, г. Томск);
Образец №3 – металлическая сетка, размер ячейки 0,63 мм (Стойнэт, г.Нижний Новгород);
Образец №4 - эластичная резина Абрис ЭМИв т.2,5 мм (ООО «ЗГМ», г.Дзержинск) [2];
Образец №5 – металлизированная посеребренная ткань (Текс-центр, г.Москва);
Образец №6 – фольга алюминиевая т.100 мкм;
Образец №7 – медная сетка, размер ячейки 0,56 мм (г.Кольчугино).

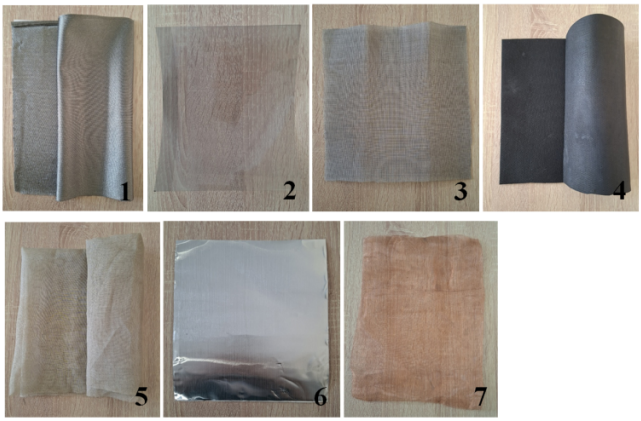


Рис. 2

Результаты измерений

В таблице приведены результаты испытаний исследуемых образцов.

Табл.

№	Наименование защитного материала	Плотность потока мощности без образца, мкВт/см^2	Плотность потока мощности с образцом, мкВт/см^2	Коэффициент ослабления	
				раз	**дБ**
1	Ткань для защиты от ЭМИ №18	6,26	0,212	29,5	14,7
2	Экранирующая пленка «Радиобункер-115»	6,10	0,305	20,0	13,0
3	Металлическая сетка	6,05	0,339	17,8	12,5
4	**Эластичная резина Абрис ЭМИв**	**6,18**	**0,355**	**17,4**	**12,4**
5	Металлизированная посеребренная ткань	6,20	0,439	14,1	11,5
6	Фольга алюминиевая	6,22	0,482	12,9	11,1
7	Медная сетка	6,15	1,464	4,2	6,2

Результаты

Проведённые испытания подтвердили, что современные экранирующие материалы действительно способны эффективно снижать уровень электромагнитного излучения в СВЧ-диапазоне. Однако выбор оптимального решения должен основываться не только на уровне защиты, но и на условиях эксплуатации, а также необходимости сочетания экранирующих свойств с такими характеристиками, как гибкость, прочность и удобство монтажа.

В ближайших планах — проведение серии испытаний, направленных на определение поглощающих свойств защитных материалов. Это особенно важно, поскольку традиционные металлические экраны, как правило, только отражают электромагнитные волны. Такой подход может приводить к нежелательным эффектам: отражённые волны способны создавать локальные зоны с повышенным уровнем поля, что снижает общую эффективность защиты и может быть небезопасно.

Именно разработкой таких инновационных решений и занимается наш завод. Мы стремимся создавать материалы, которые не только надёжно экранируют, но и эффективно поглощают электромагнитную энергию, обеспечивая максимальную безопасность и комфорт в эксплуатации.

[1] Дмитриев А.С // Отчет о научно-исследовательской работе «Оценка эффективности радиопоглощающих свойств материалов Абрис ЭМИ ТУ 2290-014-52471462-2009». 2023.

[2] Патент РФ №2846079. Савченков В.П., Шашунькина О.В., Кравцова Т.А., Карпова А.В. Эластомерный радиопоглощающий материал. Дата заявки: 17.03.2025. Дата публикации: 29.08.2025.

ВОЗНИКНОВЕНИЕ ЛИНЕЙНЫХ СТРУКТУР В СТАТИСТИЧЕСКИХ ЗАВИСИМОСТЯХ ПЕРЕД ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЕМ ВЫСОКОЙ МАГНИТУДЫ

Л.П. Коган, В.Б. Штенберг, Е.А. Ревунова

ННГАСУ

Введение

Рассматриваются свойства изменений статистики Z-составляющей геомагнитного поля в период перед землетрясением высокой магнитуды. Предлагаемый подход дает возможность описывать изменения уровня хаоса в измеряемом сигнале в режиме, приближенном к реальному времени. Выявлено возникновение квазилинейных статистических структур, которые обладают высокой степенью детерминированности и моменты завершения которых «тяготеют» к моменту начала рассматриваемого землетрясения.

Применяемый математический аппарат

Целью статьи является определение изменений свойств статистики измерений геомагнитного поля в регионе Мьянмы, которые могут быть интерпретированы как предвестники приближающегося землетрясения магнитудой 7.7, которое произошло 28 марта 2025 года. В работе показано, что данному событию предшествует возникновение квазилинейных структур в статистических зависимостях, полученных на основе проходящих измерений.

С целью теоретического пояснения на рис. 1 схематически приведены зависимости плотности вероятности $\rho_1(w)$ и $\rho_2(w)$ для фонового шума $x_1(t)$ и соответственно случайного процесса $x_2(t)$, который считаем независимым от $x_1(t)$ и обусловленным влиянием процесса подготовки приближающегося события. Кроме того, на рисунке также приведена плотность вероятности $\rho(w)$, которая отвечает «суммарному» случайному процессу $x(t) = x_1(t) + x_2(t)$. Функция $\rho(w)$ может быть записана с помощью свертки вида $\rho(\mathrm{w}) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_1(w - w')\rho_2(w')dw'$. Как было показано в [1], при условии, что стандарт флуктуаций случайной величины x_2, который определяет ширину распределения $\rho_2(w)$, хотя бы в несколько раз превосходит интервал дискретизации h, для $\rho(\mathrm{w})$ будет иметь место уменьшение эффективной амплитуды мелкомасштабных флуктуаций по сравнению с $\rho_1(w)$. Величина h задается при расчетах и совпадает с эффективным периодом указанных мелкомасштабных флуктуаций, см. рис. 1.

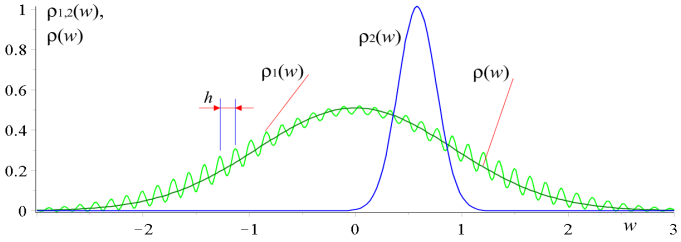


Рис. 1

Для выявления предвестников, связанных с указанными линейными структурами, применяется статистический функционал, который был введен и апробирован, в частности, в [1]:

$$L_0(\mu) = \frac{A}{M} \sum_{l=\mu-(M-1)}^{\mu} |\mathcal{L}_l|, \mathcal{L}_l = \sum_{m=0}^{N-1} (-1)^m P_{m,l}. \quad (1)$$

В (1) множитель $A = 1000$ введен для перехода к удобному для анализа интервалу области значений функционала $L(\mu)$, любое из которых соответствует времени завершения отрезка реализации с номером μ. Каждому такому отрезку отвечает N_1 отсчетов; эта величина численно совпадает с длительностью такого отрезка в секундах. Значение M задает временной интервал усреднения по последовательным отрезкам реализации. Сомножители $P_{m,l}$ во второй сумме (здесь l – номер отрезка реализации) – это вероятности попадания значений применяемой при расчетах вспомогательной функции $\sin(Sx)$ (где $S = 10^9 \text{Тл}^{-1}$) от непосредственно измеряемых значений $x = x(t)$ в локальный промежуток номер m области значений следующего вида:

$$sin(Sx)_{min} + mh \le sin(Sx) < sin(Sx)_{min} + (m+1)h \quad (2)$$

$$0 \le m \le N - 1.$$

Переход к рассмотрению статистики зависимости $\sin(Sx)$ вместо значений $x(t)$ связан с тем, что в отличие от плотности вероятности $\rho(w)$ распределения значений непосредственно измеряемой случайной величины $x = x(t)$, для функции $\sin(Sx)$ плотность вероятности $\rho_{sin}(w)$ при $w \to \pm 1$ обладает интегрируемыми особенностями. Как показано в [1], этот факт позволяет существенно усилить уровень чувствительности предлагаемой методики. В (2) множитель h равен ширине интервала дискретизации. С учетом свойств $\sin(Sx)$, полное число интервалов в (2) составляет $N = [2h^{-1}]$, где квадратные скобки обозначают целую часть числа. Используемый подход можем назвать методикой спектрально-вероятностного анализа.

Проведение численных расчетов

На рис. 2 приведена зависимость $L(n) = L_0\left(\left[\frac{3600n}{N_1}\right]\right)$, соответствующая данным измерений для Z-составляющей геомагнитного поля за период 16 – 29 июля 2025 года (время UTC) по измерениям магнитометра CKI (Кокосовые острова). На горизонтальной оси значения n соответствуют времени в часах от начала измерений в 00:00:00 15.07.2025. На рис. 2 функционал $L(n)$ построен при значениях $N_1 = 1700$, $M = 55$, $h = 0.08$. Сплошным горизонтальным розовым отрезком указан временной интервал, по которому рассчитывается значение $L(n)$. Красной сплошной вертикальной прямой отмечен момент начала события. На рис. 2 пара почти параллельных прямых 1 и 2 (угол между ними не превосходит 1.2°), которые проведены через точки a, b и также c, d экстремумов кривой $L(n)$, образует канал [1]. Чтобы проиллюстрировать степень взаимной параллельности двух этих прямых, на рис. 2 также приведены прямые линии $1'$ и $2'$, параллельные прямым с соответствующим «не штрихованным» номером.

Все точки подобных экстремумов (их назовем направляющими точками) выбираются из максимумов и минимумов функционала $L(n)$ на основании алгоритма с очень строгими ограничениями. С целью демонстрации ограниченности общего числа таких точек те из них, через которые не проходят границы канала 1–2, выделены на рис. 2 сплошными прямоугольными контурами зеленого (точки минимумов) или красного (точка максимума) цвета. Ограниченность числа указанных точек означает малую вероятность «просто случайного» возникновения линейных объектов, подобных данному каналу.

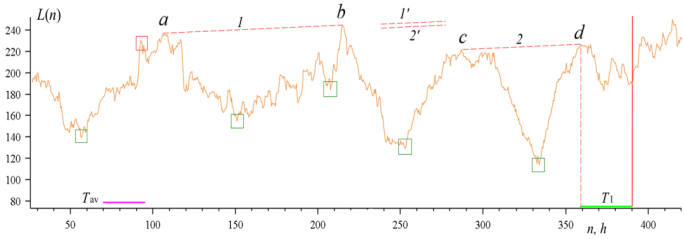


Рис. 2

Выводы

В работе исследуется эффект формирования линейных структур высокой степени детерминированности для вероятностного функционала $L(n)$, который строится по статистике измерений Z-составляющей геомагнитного поля в сейсмоактивном регионе и рассматривается как функция времени. Показано, что формирование подобных линейных структур с высокой вероятностью происходит перед землетрясениями высокой магнитуды. Точки последнего тестирования таких объектов со стороны кривой $L(n)$, как это показано на рис. 2, «тяготеют» к моменту начала сейсмического события. Исходя из статистического и физического смыслов функционала $L(n)$, формирование подобных линейных структур свидетельствует о том, что перед землетрясениями высокой магнитуды уровень хаоса сейсмических процессов начинает изменяться по квазидетерминированным законам.

Статья подготовлена при поддержке гранта «Фундамент будущего» Нижегородского государственного архитектурно-строительного университета.

[1] Volvach A., Celik C., Kogan L., Volvach L. // Romanian Reports in Physics. 2025. Vol. 77, no. 1. Article no. 704.

ПЛОТНОСТЬ ВЕРОЯТНОСТИ ИНТЕНСИВНОСТИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В СЛОЕ С ДИСКРЕТНЫМИ СЛУЧАЙНЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ

Л.П. Коган[1, 2], Т.М. Заборонкова[3, 4]

[1] ННГАСУ
[2] ФГБУН «КрАО РАН»
[3] НГТУ
[4] ИПФ РАН

Постановка задачи

Рассмотрим рассеяние плоской электромагнитной волны с напряженностью электрического поля

$$\vec{E}_0(x) = \vec{n}\, E_0 \exp[i(2\pi f t - kx)] \qquad (1)$$

при нормальном падении на слой $0 \le x \le L$ со случайными одномерными дискретными возмущениями относительной диэлектрической проницаемости прямоугольной формы (рис. 1).

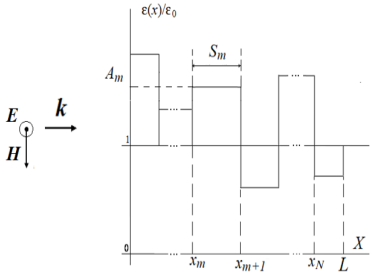


Рис. 1

В (1) E_0 – амплитуда плоской волны, распространяющейся вдоль оси x, $\vec{n}$ — единичный вектор нормали к оси x, $k = k_0\sqrt{\varepsilon^{(0)}}$, где $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} = \frac{2\pi f}{c}$ и $\varepsilon^{(0)}$— диэлектрической проницаемость среды при отсутствии возмущений. Любая отдельная реализация данного случайного слоя, отвечающая совокупности близко расположенных независимых возмущений прямоугольной формы, определяется следующим образом:

$$\varepsilon(x) = \varepsilon^{(0)}\left(1 + \sum_{m=1}^{N} A_m[H(x - x_m) - H(x - x_m - S_m)]\right). \qquad (2)$$

Здесь $\mathrm{H}(Z)$ — функция Хевисайда; N — число неоднородностей в данной реализации; x_m – координата начала m-й неоднородности, S_m и $|A_m|$ — её ширина и амплитуда. Предполагается, что для всех m (где $1 \le m \le N$) значения ширины неоднородностей S_m распределены по Гауссу, со средним значением $< S_m > = S$ и стандартом флуктуаций σ_S. При этом значения амплитуды возмущений полагаем обладающими нулевым средним значением и равномерно распределенными на интервале $-a_0 \le A_m \le a_0$. На рис. 1 приведена зависимость $\varepsilon(x)/\varepsilon^{(0)}$.

Интенсивность волны для отдельной реализации слоя

В [1] было получено выражение для интенсивности волны $J(x)$ (нормированной на интенсивность падающей волны) внутри слоя для его отдельной реализации в следующем виде:

$$J(x_m + S_m + 0) = \\ = \frac{T_m T_{m-1} \dots T_1 \left(\Lambda_{m,1}\right)^{-1} \Lambda_{N,m+1} \left[1 + \Phi_{N,m+1} (\, T_{N+1} T_N \dots T_{m+1})^2 \left(\Lambda_{N,m+1}\right)^{-1}\right]}{1 - \Phi_{\,1,m} \Phi_{N,m+1} (\, T_{N+1} T_N \dots T_1\,)^2 \left(\Lambda_{\,m,1}\right)^{-1}} \qquad (3)$$

Функции $\Lambda_{m,1}$, $\Lambda_{N,m+1}$, $\Phi_{m,1}$ и $\Phi_{N,m+1}$ в (3) даются выражениями

$$\Lambda_{m,1} = 1 - \sum_{n=1}^{m-1} \sum_{j=n}^{m-1} \delta_n \alpha_{j+1} \,, \Lambda_{N,m+1} = \; 1 - \sum_{n=m+1}^{N-1} \sum_{j=n}^{N-1} \delta_n \alpha_{j+1} \,, \\ \Phi_{m,1} = \sum_{n=1}^{m} \alpha_n \,, \; \Phi_{N,m+1} = \sum_{n=m+1}^{N} \alpha_n, \qquad (4)$$

Здесь $\delta_m = -R_m \prod_{n=m+1}^{N} T_n^2$, $m = 1,2, \dots N-1$, $\alpha_m = R_m \prod_{n=m}^{N} T_n^{-2}$, $m = 1,2, \dots N$, где $R_m = \left|\frac{Z_m^2 - 1}{Z_m^2 + 1 - 2iZ_m \operatorname{ctg} \theta_m}\right|^2$ и $T_m = 1 - R_m$ – коэффициенты отражения и прохождения по энергии соответственно для неоднородности номер m; $\theta_m = k\, S_m \sqrt{1 + A_m}$, $Z_m = (1 + A_m)^{-1/2}$ – импеданс неоднородности, нормированный на $Z_0 = \left[\mu_0 / (\varepsilon_0 \varepsilon^{(0)})\right]^{1/2}$. Выражение (3) является справедливым при условиях

$$\left(\frac{A_m}{2 + A_m}\right)^2 N(N+1) \ll 1, \\ R_{max}^{2(N-2)} \prod_{M=1}^{N} \left(1 + \frac{M R_{max}^2}{(1 - R_{Max})^{2(M+1)}}\right) \ll 1 \,, \qquad (5)$$

где $M = N - m$ номер неоднородности при отсчете от правого конца слоя. На основании условия (4) может быть определено максимально допустимое число N дискретных неоднородностей в слое и соответствующее этому числу допустимые значения амплитуды A_m отдельных неоднородностей в любой реализации слоя [1].

Результаты численных расчетов

Расчеты плотности вероятности интенсивности рассеянного поля внутри слоя проводились по формуле (3) для 1000 независимых реализаций при толщине слоя равной длине 20 отдельных неоднородностей.

На рис. 2 и 3 при $a_0 = 0.25$ приведены полученные численным методом плотности вероятности $\rho(J)$ для вероятностного распределения случайных значений интенсивности $J(\mathrm{x})$ для $S = 0.1\lambda$, $\sigma_S = 0.02\lambda$ (рис. 2) и $S = \lambda$, $\sigma_S = 0.2\lambda$ (рис. 3). Здесь красная,

зеленая и синяя кривые (*1,2,3* соответственно) отвечают координатам правых границ первой неоднородности в начале слоя ($x = 0$), в середине ($x = \frac{L}{2}$) и в конце слоя ($x = L$). Отрезками со стрелками на концах обозначена ширина соответствующих распределений $\rho(J)$ на уровне равном половине максимального значения плотности вероятности (т. е. $\rho_{max}(J)/2$). На рис. 4 зеленая кривая $\rho(J)$ соответствует кривой *2* на рис. 3 для плотности вероятности интенсивности поля в середине слоя, а пунктирная красная кривая $\rho_н(J)$ отвечает нормальному распределению вероятности по Гауссу с теми же средним значением и дисперсией, что и для указанной зеленой кривой *2* на рис. 3.

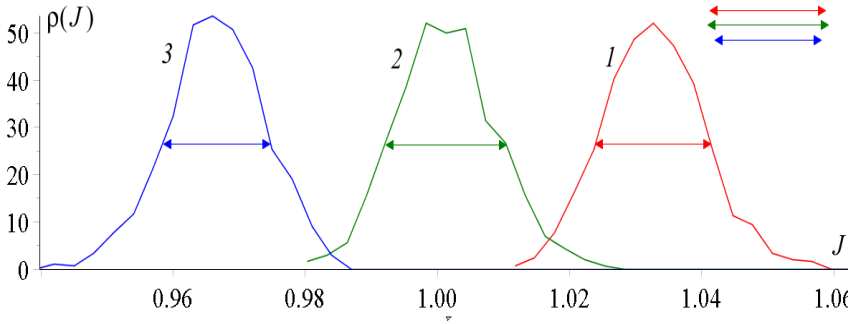


Рис. 2

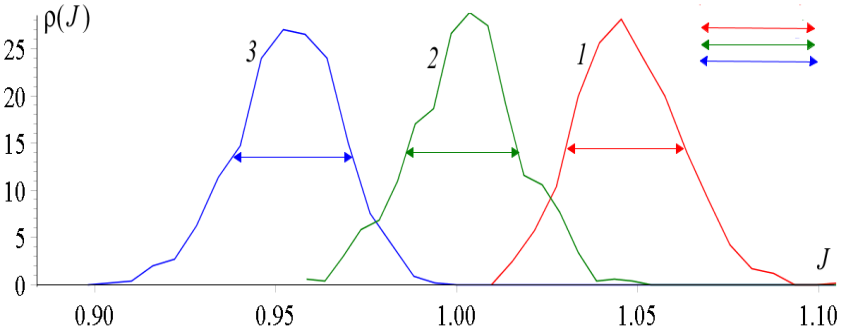


Рис. 3

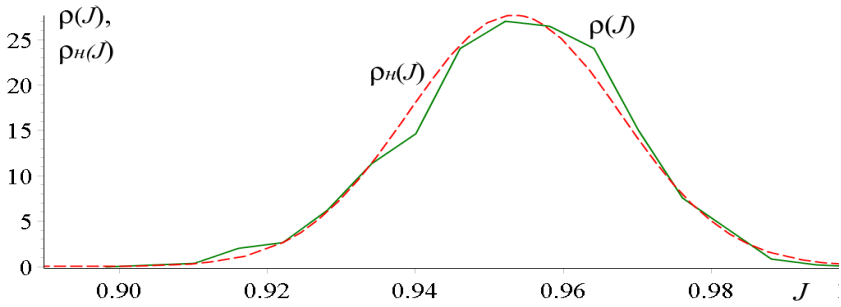


Рис. 4

На основании рис. 2, 3 и 4, приходим к следующим заключениям: а) ширина вероятностного распределения $\rho(J)$ мало изменяется на протяжении всего возмущенного слоя и зависит не только от амплитудных характеристик возмущений диэлектрической проницаемости, но и от ширины S неоднородностей. Этот результат, в частности, подтверждается выводами работы [2]. Во всех рассмотренных случаях рассчитанное по (3) вероятностное распределение стремится к нормальному распределению плотности вероятности с одинаковой дисперсией (см. рис. 4).

Выводы

В работе численным методом получена плотность вероятности интенсивности плоской электромагнитной волны внутри слоя со случайными возмущениями диэлектрической проницаемости прямоугольной формы. Получено, что ширина плотности вероятности, оказывается почти одинаковой в любой точке внутри слоя. При этом вероятностное распределение стремится к распределению плотности вероятности по Гауссу и существенно зависит как от амплитудных, так и от пространственных свойств неоднородностей рассматриваемого слоя.

Работа выполнена при поддержке РНФ (проект № 24-12-00459).

[1] Коган Л.П., Заборонкова Т.М., Григорьев Г.И., Вольвач А.Е. // РЭНСИТ. 2025. Т. 17, № 2. С. 135.
[2] Григорьев Г.И., Заборонкова Т.М., Коган Л.П. // Радиотехника и электроника. 2017. Т. 62, № 10. С. 945.

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ПРОЗРАЧНОСТИ АТМОСФЕРЫ НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ 1.35 СМ, ИЗМЕРЕННОЙ ПРИ ПОМОЩИ РТ-22 ПРАО И РАССЧИТАННОЙ ИСХОДЯ ИЗ МЕТЕОДАННЫХ

Д.А. Кондратьева[1, 2], Е.М. Домбек[2], А.В. Лапинов[2], Е.А. Трофимова[2], А.К. Киселёв[1], Н.И. Лапин[1], Н.М. Кортиков[3]

[1] НГПУ им. К. Минина
[2] ИПФ РАН
[3] ННГУ им. Лобачевского

В радиоастрономии исследователь не видит космический объект непосредственно, а лишь принимает его электромагнитное излучение в радио - и микроволновом диапазоне. Этот сигнал удобно характеризовать яркостной температурой T_A^* — тепловой мерой мощности излучения, показывающей, на сколько градусов Кельвина нужно нагреть идеальную антенну, чтобы получить такую же мощность.

Однако до того, как сигнал попадёт в приёмник, он проходит сквозь земную атмосферу. Атмосфера не только ослабляет излучение, но и вносит собственное тепловое излучение. Кроме того, шумят и элементы самой аппаратуры. В результате измеряемая на выходе радиотелескопа яркостная температура T_A оказывается ниже истинной T_A^*. Следовательно, для восстановления реального потока от источника необходимо точно знать величину атмосферного поглощения. Это одна из ключевых задач практической радиоастрономии.

На радиотелескопе РТ-22 Пущинской радиоастрономической обсерватории (ПРАО) для расчёта оптической толщины атмосферы τ_0 (характеристики, позволяющей численно учесть поглощение) используется формула, предложенная А.М. Толмачёвым. Она опирается только на приземные метеопараметры: давление p, температуру T и влажность ρ:

$$\tau_0 = 0{,}02\left(\frac{p}{760}\right)^2\left(\frac{288}{T}\right)^{\frac{5}{2}} + 0{,}0107\rho\frac{760}{p}\left(\frac{288}{T}\right)^2. \qquad (1)$$

Первое слагаемое описывает поглощение сухой компонентой воздуха (молекулы O_2), второе — водяным паром.

На частоте 22.235 ГГц, где ведутся наблюдения космических мазеров H_2O, прозрачность атмосферы определяется в первую очередь содержанием водяного пара на луче зрения, которое, как показывают исследования и сравнения с более современными моделями определения оптической толщины атмосферы [2], оказывается сильно заниженным в предложенной формуле, особенно при высокой влажности, облачности или во время дождя.

С марта 2023 года по апрель 2026 года примерно раз в месяц мы определяли τ_0 практическим методом — по измерениям яркостной температуры Луны на разных углах места. Луна удобна тем, что её излучение на 1.35 см не поляризовано, слабо меняется с фазой, а сам источник очень ярок, что даёт высокое отношение сигнал/шум.

Для каждого сеанса измерялась антенная температура T_A как функция высоты H над горизонтом. При малых углах места поглощение максимально. Зависимость ослабления излучения описывается формулой:

$$T_A = T_A^* \exp\left(-\frac{\tau_0}{\sin H}\right), \qquad (2)$$

где H – высота наблюдаемого объекта над горизонтом. Методом наименьших квадратов для каждой даты находили оптимальные τ_0 и T_A^*.

На рис. 1 показан пример для 27 февраля 2026 года. Красная кривая — аппроксимация по нашим измерениям, синяя — расчёт по формуле Толмачёва с теми же приземными параметрами. Видно, что значение по Толмачёву сильно занижено.

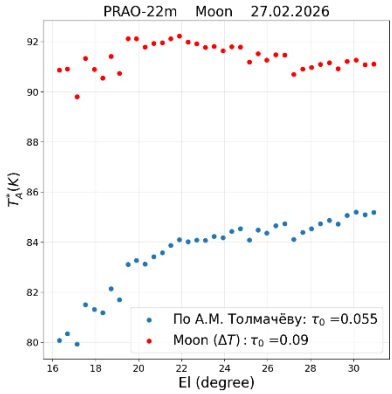


Рис. 1

Результаты периодических измерений значений прозрачности атмосферы в зависимости от даты представлены на рис. 2, в котором можно заметить, что недооценка поглощения атмосферы на РТ-22 достигает наибольшего значения в летний период, когда влажность воздуха, как правило, оказывается самой высокой в году.



Рис. 2

В ходе обработки полученных данных также построен график зависимости T_A^* Луны от её фазы (рис. 3). Зависимость между этими величинами не прослеживается, т.к. на длине волны 1.35 см скин-слой Луны (поверхностный слой Луны, из которого выходит принимаемое тепловое радиоизлучение) достаточно велик [3], в результате чего яркостная температура спутника крайне слабо зависит от освещённости Солнцем.

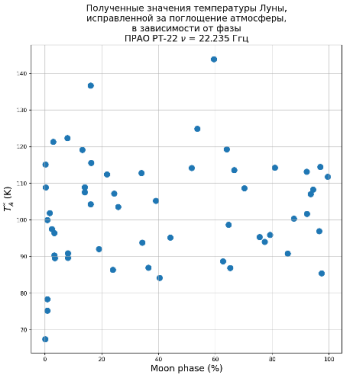


Рис. 3

Чтобы распространить полученные результаты на дни, когда наблюдения Луны не проводились, мы использовали детальный набор метеоданных Merra-2. В нём для каждой точки земной поверхности с шагом 3 часа приведены профили температуры, давления и влажности по высоте за прошлые годы. По этим данным с помощью модели поглощения MPM (Millimeter-wave Propagation Model) [4] в среде Python с помощью функций из библиотеки pyMPM была рассчитана оптическая толщина в зените на 22.235 ГГц для каждого дня.

Значения τ_0, полученные из модели MPM по данным Merra-2, оказались очень близки к нашим прямым измерениям рис. 4 и 5.

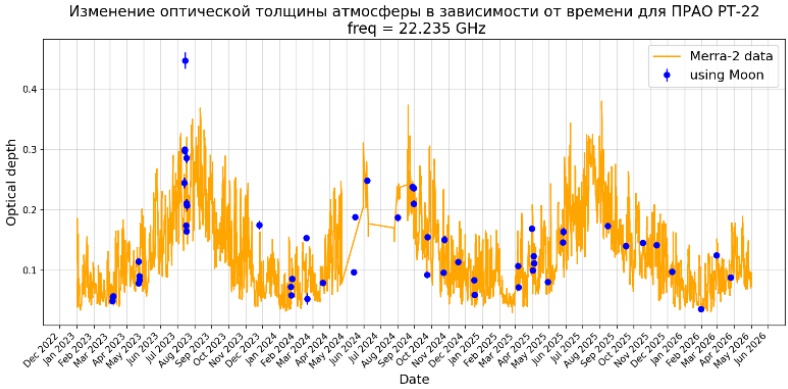


Рис. 4

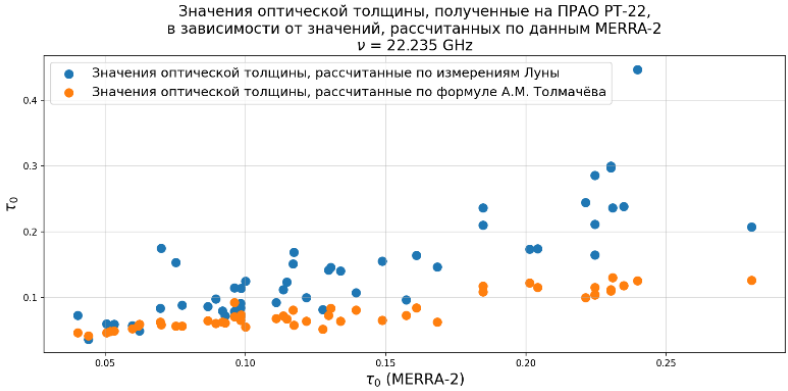


Рис. 5

Таким образом, для тех дат, когда отсутствуют наблюдения Луны, можно использовать расчёт по МРМ на основе Merra-2 несмотря на то, что программная реализация данной методики в Python учитывает только поглощение сухим воздухом и водяным паром, но не вклад воды в облаках и осадках. В ясные дни это пренебрежение незначительно, но в условиях облачности или дождя реальное поглощение может быть выше расчётного. Тем не менее, для большинства наблюдавшихся нами дней это ограничение не привело к заметным расхождениям.

Работа выполнена при поддержке госзадания ИПФ РАН (тема FFUF-2024-0028).

[1] Конникова В.К., Лехт Е.Е., Силантьев Н.А. Практическая радиоастрономия: Учебное пособие – Москва: МГУ, 2011, 303 с.
[2] Лапинов А.В., Кондратьева Д.А., Киселёв А.К., Лапин Н.И, Трофимова Е.А. // В кн.: Тр. XXIII научн. конф. по радиофизике, посвящённой 80-летию радиофизического факультета. 14–31 мая 2025 г. / Ред. В.В. Матросов. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2025. С. 110.
[3] Köppen J. // Lunar Radio Temperatures DF3GJ, Kiel, Dec 2020, https://portia.astrophysik.uni-kiel.de/~koeppen/JS/LunarTemps.html.
[4] Liebe H.J., Hufford G.A., Cotton M.G. Propagation modeling of moist air suspended water/ice particles at frequences below 1000 GHz // Proc. NATO/AGARD Wave Propagation Panel, 52nd meeting. 17–20 May 1993. Mallorca, Spain. № 3/1–10, https://its.ntia.gov/publications/download/Liebe1993Agard.pdf

ИЗМЕРЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОЙ ПЛОЩАДИ РТ-22 ПРАО НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ 1.35 СМ

Н.И Лапин[1)], Д.А. Кондратьева[1)], А.К. Киселёв[1)], А.В. Лапинов[2)], Е.А. Трофимова[2)]

[1)] НГПУ им. К. Минина
[2)] ИПФ РАН

Обсуждаются результаты измерений эффективной площади антенны на длине волны 1.35 см., проведённых на РТ-22 Пущинской радиоастрономической обсерватории АКЦ ФИАН в апреле 2026 г. при мониторинге мазеров H2O. Точное определение эффективной площади антенны необходимо для абсолютной калибровки радиоастрономических наблюдений, оценки чувствительности радиотелескопа и определения энергетических характеристик радиоисточников. Измерения эффективной площади антенны РТ-22 проводились в 2019 и 2023 годах [1, 2].

В качестве калибровочного источника в апреле 2026 года при определении эффективной площади радиотелескопа РТ-22 ПРАО, как и в 2019, так и в 2023 годах, использовалась компактная область H II DR21, расположенная в гигантской области звездообразования Лебедь X. Спектральная плотность потока источника в непрерывном спектре хорошо изучена в широком диапазоне частот. Для частоты 22,231 ГГц принималось значение плотности потока:

$$S_\nu = 19{,}2 \text{ Ян}.$$

Несмотря на сложную пространственную структуру, источник DR21 на частоте 22 ГГц может рассматриваться как точечный для диаграммы направленности РТ-22. Рядом с областью DR21 в 18′ к северо-западу располагается мощный мазер в линии H2O на частоте 22 ГГц W75N. Благодаря высокой интенсивности мазерного излучения источник W75N использовался для юстировки наведения радиотелескопа перед каждым измерением DR21.

Измерение эффективной площади антенны проводилось на основе наблюдений калибровочного источника с известной спектральной плотностью потока. Для неполяризованного точечного источника связь между антенной температурой и эффективной площадью определяется соотношением

$$S_\nu A_{eff} = 2kT_A^*,$$

где S_ν — спектральная плотность потока источника, A_{eff} — эффективная площадь антенны, k — постоянная Больцмана, T_A^* — антенная температура источника, скорректированная с учётом атмосферного поглощения. На РТ-22 ПРАО для учёта атмосферного поглощения используется модель А.М. Толмачёва [3]. Дополнительно применялась разработанная нами методика, основанная на наблюдениях Луны [4].

Наблюдения проводились при ясной безоблачной погоде в ночь с 21 на 22 апреля и весь день 22 апреля. Значения атмосферного поглощения, полученные по измерениям Луны, составили 0,0710072, а по модельной формуле 0,0528355.

Поскольку уровень сигнала DR21 в шкале T_A^* на РТ-22 ПРАО не превышал 0.8 K, данный источник не мог использоваться непосредственно для высокоточной юстировки наведения. Поэтому перед каждым измерением DR21 выполнялось сканирование по азимуту и углу места по мазерному источнику W75N. В апреле 2026 г. пиковая

антенная температура мазерной линии H_2O в W75N достигала 1114 К, что обеспечивало точность наведения на уровне нескольких угловых секунд в течение нескольких минут измерений.

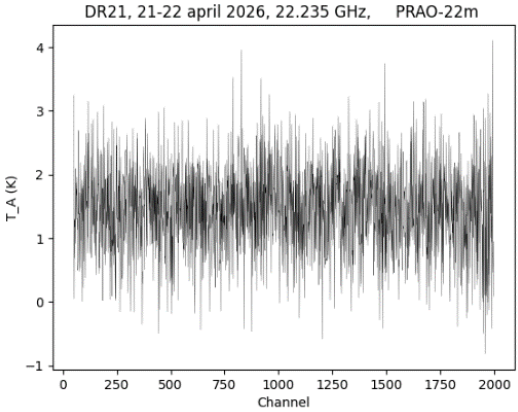


Рисунок 5. DR21 измерения 22 апреля 2026 года.

По результатам пяти измерений средневзвешенное значение антенной температуры DR21 в континууме составило

$$2T_A^* = 1{,}509 \pm 0{,}029 \text{ К}$$

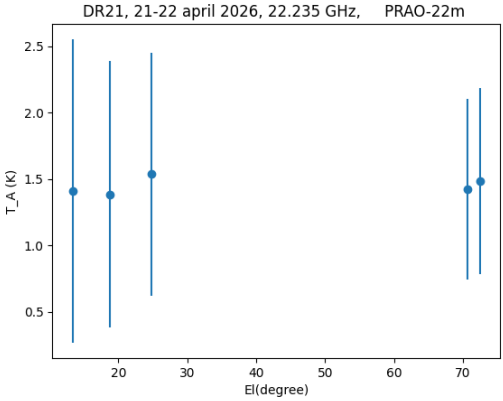


Рисунок 6. Зависимость антенной температуры DR21 от угла места

Соответствующее значение эффективной площади антенны РТ-22 ПРАО было получено равным

$$A_{eff} = 108{,}52 \pm 4{,}22 \text{ м}^2.$$

Полученное значение хорошо согласуется с предыдущими измерениями эффективной площади РТ-22 ПРАО.

22 апреля 2026 года были произведены наблюдения планет Венеры и Юпитера. Для определения эффективной площади антенны РТ-22 ПРАО по протяжённым источникам необходимо знать яркостную температуру планет на длине волны 1.35 см., антенную температуру и угловые размеры планеты в момент наблюдений. Для определения яркостной температуры планет был проведён анализ наблюдений, представленных в работах [5-10], результаты которых представлены на графиках.

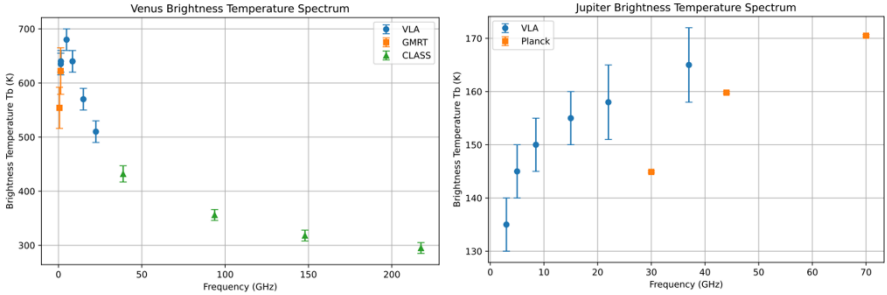


Рисунок 7.Зависимость яркостной температуры от частоты для Венеры и Юпитера

Расчёты эффективной площади антенны РТ-22 ПРАО проводились по формуле

$$A_{eff} = \frac{T_A^*}{T_b} \cdot \frac{\lambda^2}{2\pi\left(1 - \cos\frac{\alpha}{2}\right)},$$

где T_b –яркостная температура планеты, T_A^* - антенная температура, λ – длина волны наблюдений, α – угловые размеры планеты. Основные параметры для планет, измеренные параметры температуры представлены в таблице:

Табл.

Планета	Угловые размеры	Яркостная температура, K	Антенная температура, K	Эффективная площадь антенны, м^2
Венера	11,27"	500±20	1,6947±0,0226	131,73±1,75
Юпитер	36,34"	155±10	4,5328±0,0420	109,31±1,01

В работе представлены результаты измерений эффективной площади радиотелескопа РТ-22 ПРАО на длине волны 1.35 см., выполненных в апреле 2026 г. по наблюдениям калибровочного источника DR21, а также планет Венеры и Юпитера. Полученные значения эффективной площади хорошо согласуются с результатами предыдущих измерений и подтверждают стабильность характеристик антенной системы РТ-22 в диапазоне 22 ГГц. Показано, что использование мазерного источника W75N обеспечивает высокую точность наведения, необходимую для проведения подобных измерений.

Работа выполнена при поддержке госзадания ИПФ РАН (тема FFUF-2024-0028).

[1] Лапинов А.В., Толмачёв А.М., Лапин Н.И., Киселёв А.К., Чалова А.В. // В кн.: Тр. XXIII научн. конф. по радиофизике, посвящённой 100-летию со дня рождения Н.А.Железцова. 13–21 мая 2019 г. / Ред. В.В. Матросова. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2019. С. 151.
[2] Лапинов А. В., Толмачев А. М., Киселев А. К., Лапин Н. И., Лапинова С. А., Старцева И. А., Логинова А. С. // Письма в Астрономический журнал. 2024. Т. 50, № 1. С. 82-89. DOI 10.31857/S0320010824010069.
[3] Конникова В.К., Лехт Е.Е., Силантьев Н.А. Практическая радиоастрономия: Учебное пособие – Москва: МГУ, 2011, 303 с.
[4] Лапинов А.В., Кондратьева Д.А., Киселёв А.К., Лапин Н.И, Трофимова Е.А. // В кн.: Тр. XXIII научн. конф. по радиофизике, посвящённой 80-летию радиофизического факультета. 14–31 мая 2025 г. / Ред. В.В. Матросов. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2025. С. 110.
[5] de Pater I., Butler B., Gurwell M. A. et al. // Icarus. 2016. Vol. 271. P. 24. DOI: 10.1016/j.icarus.2015.12.045.
[6] Karim R., de Pater I., Butler B. J. // Icarus. 2018. Vol. 314. P. 117. DOI: 10.1016/j.icarus.2018.05.008.
[7] Weiland J. L. et al. // Astrophysical Journal Supplement Series. 2011. Vol. 192. Article 19. DOI: 10.1088/0067-0049/192/2/19.
[8] Butler B. J., Sault R. J. // Icarus. 2003. Vol. 164. P. 262. DOI: 10.1016/S0019-1035(03)00110-5.
[9] de Pater I., Butler B. J., Green D. A. // Icarus. 1991. Vol. 94. P. 1. DOI: 10.1016/0019-1035(91)90139-W.
[10] Akabane K. et al. // Publications of the Astronomical Society of Japan. 1988. Vol. 40. P. 459.

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОЙ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ ОБ ОНЧ ХОРАХ В ЗЕМНОЙ МАГНИТОСФЕРЕ

Г.М. Нещеткин[1, 2)], П.А. Беспалов[1, 2)], О.Н. Савина[1, 2)]

[1)] НИУ ВШЭ
[2)] ИПФ РАН

Введение

В работе исследуются электромагнитные излучения с тонкой хоровой дискретной структурой динамического спектра для получения новых данных о механизмах их возбуждения в космической плазме. С использованием современного математического аппарата выполнен количественный анализ сложности хоров и определена размерность Хаусдорфа для типичных примеров. Разработан алгоритм анализа данных высокого разрешения, позволивший определить корни характеристического уравнения, описывающего зарождение коротких электромагнитных импульсов в естественном источнике хоров. Алгоритм позволяет эффективно оцифровывать всплески хоров, представляя их осциллограммы в виде матрицы событий. На основе анализа кластеров последовательных строк матрицы определены комплексные корни характеристического уравнения источника на линейной стадии возбуждения хоров.

Исследуемые случаи

Из массива наблюдений, накопленных в ходе миссии Van Allen Probe, были отобраны типичные примеры хоров с оцифрованными данными. Рассматривались спектральные формы в нижней и верхней частотных полосах – ниже и выше половины минимальной электронной циклотронной частоты в области локального минимума магнитного поля за плазмопаузой в средней магнитосфере.

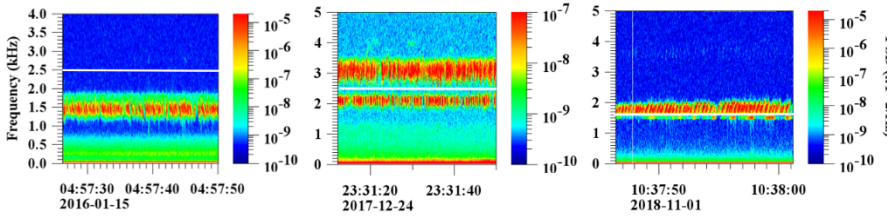


Рис. 1

На рис. 1 представлены примеры хоров в нижней, двух и верхней полосах частот. Космический аппарат Van Allen Probe A выполнял до 35 000 измерений шести компонент волнового поля в секунду. Такое высокое временное разрешение обеспечивает достаточный объём данных для анализа размерности. В качестве исследуемой величины для расчёта размерности Хаусдорфа использовалась B_U-компонента магнитного поля в связанной с аппаратом трёхмерной системе координат UVW.

Согласно общей теории, для экспериментального определения размерности Хаусдорфа достаточно исследовать временную зависимость одной из переменных

процесса [1]. Данные, полученные с аппарата Van Allen Probe A благодаря регулярной оцифровке и высокой частоте дискретизации, хорошо подходят для такого анализа.

Алгоритм расчета размерности Хаусдорфа

Для определения размерности Хаусдорфа необходимо реконструировать фазовое пространство рассматриваемой системы. Вводится реконструированное m-мерное евклидово пространство, размерность которого превышает ожидаемую размерность. Используя последовательные и регулярно разнесённые во времени измерения магнитного поля $B_U^1, B_U^2, B_U^3, \dots, B_U^n$, формируются векторы вида $u^i = [B_U^i, B_U^{i+1}, \dots, B_U^{i+m-1}]$. Общее число таких векторов равно N. Для вычисления размерности Хаусдорфа определяется число точек в реконструированном пространстве, расстояние между которыми не превышает параметр r. Эта величина задаёт корреляционную сумму:

$$C(m,r) = \frac{1}{N(N-1)} \sum_{i=1}^{N} \sum_{j=1}^{N} (1 - \delta_{ij})\, H(r - |\, u^i - u^j \,|), \text{ где}$$

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 0, & i \neq j, \\ 1, & i = j, \end{cases}$$

$$H(\xi) = \frac{1}{2}(1 + \operatorname{sgn}(\xi)),$$

$|\, u^i - u^j \,|$ – евклидова норма между векторами u^i и u^j.

Согласно следствиям из теоремы Такенса, минимальная система нелинейных автономных дифференциальных уравнений вида $\frac{d\vec{u}}{dt} = \vec{F}(\vec{u})$, используемая для описания исследуемого процесса должна содержать d=[dim]+1 уравнений. Для определения размерности Хаусдорфа строились зависимости $|\log(C(m,r))|$ от $|\log(r)|$, при изменении r в диапазоне от 0.999 до 0.001 с шагом -0.001. Параметр m выбирался достаточно большим, чтобы обеспечить стабилизацию наклона кривых на линейном участке графика. Тангенс угла наклона полученных зависимостей использовался как оценка размерности Хаусдорфа. Во всех рассмотренных случаях устойчивое значение наклона и корректное представление структуры сигнала достигались при m=800.

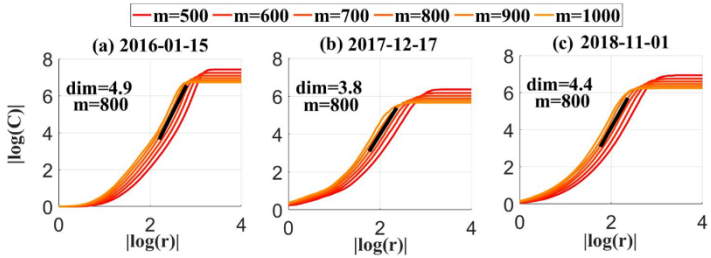


Рис. 2

На рис. 2 представлены результаты расчета размерности Хаусдорфа для рассмотренных в работе примеров. В этих и других проанализированных в ходе работы случаях размерность оказалась нецелой, не превышающей 10 и не меньше 2.

Матрица события

Самосогласованная система, описывающая взаимодействие VLF электромагнитных волн с энергичными электронами в области возбуждения хоров, может быть записана в виде системы нелинейных автономных уравнений [2,3]:

$$\frac{du_p}{dt} = F_p(u_1, u_2, \dots, u_P),$$

для которой в линеаризованном приближении $u_p = u_{p0} + u_{p\sim}$ ищутся решения вида $e^{\lambda t}$, что приводит к задаче на собственные значения $\lambda u_{i\sim} = a_{ij} u_{j\sim}$. Начальное состояние представляется как $u(t) = u_0 + \sum_{r=1}^{P} C_r\, u_{r\sim} e^{\lambda_r (t-t_0)}$.

Для одного цикла колебательного процесса сигнал магнитного поля B_U представляется как $B_U = a + A\cos(\omega\tau + \phi)\, e^{\gamma\tau}, \tau = t - t_0$. Анализ процесса позволяет восстановить параметры $(\alpha, A, \gamma, \omega, \phi)$, используя известные значения максимумов U_k и положение локальных минимумов D_k.

В матрице события один квазипериод описывается набором параметров $(\alpha, A, \gamma, \omega, \phi)$ и каждая строка соответствует одному квазипериоду, а столбцы содержат 9 компонент $(k, t_k, U_k, D_k, a_k, A_k, \gamma_k, \omega_k, \phi_k)$. Данный подход существенно сжимает исходный сигнал, сохраняя его динамическую структуру.

Фрагменты матрицы, в которых параметры γ, ω и ϕ остаются почти постоянными, соответствуют режимам линейного поведения. В этих участках определяются корни характеристического уравнения $\lambda = \gamma + i\omega$, постоянные для некоторого фрагмента сигнала. Таким образом выделяются линейные фрагменты эволюции процесса.

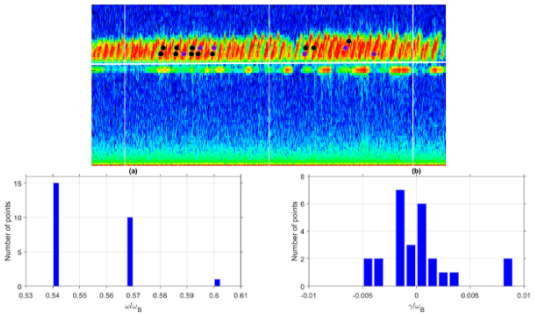


Рис. 3

На рис. 3 представлены результаты обработки примера хоров в нижней полосе частот в формате матрицы события. Точками на спектрограмме отмечены корни характеристического уравнения, соответствующие линейной стадии возбуждения хоров, то есть фрагменты с постоянными параметрами γ, ω и ϕ. Хорошо заметно, что эти фрагменты сигнала четко соответствуют отдельным спектральным элементам хоров.

Выводы

В работе исследованы количественные характеристики электромагнитных излучений с хоровой структурой динамического спектра. Для ряда типичных примеров хоров вычислена размерность Хаусдорфа, которая во всех случаях оказалась нецелой, что указывает на сложный характер наблюдаемого процесса. Показано, что значение размерности лежит в интервале $2<dim<10$, что позволяет описывать данные излучения сравнительно небольшим числом переменных в рамках системы нелинейных автономных дифференциальных уравнений.

Разработан алгоритм эффективной оцифровки всплесков хоров, позволяющий представлять осциллограмму в виде прямоугольной матрицы события, где каждая строка соответствует отдельному квазипериоду колебательного процесса. При анализе этой матрицы основное внимание уделяется участкам сигнала, в которых наблюдается динамика, соответствующая отдельным собственным значениям характеристического уравнения.

Работа выполнена при поддержке госзадания по теме FFUF-2026-0003.

[1] Takens F. // Lecture Notes in Mathematics. Dynamical systems and turbulence. 1981. Vol. 898. P. 366.
[2] Bespalov P., Savina O., Neshchetkin G. // Results in Physics. 2022. Vol. 35. P. 105295. https://doi.org/10.1016/j.rinp.2022.105295
[3] Bespalov P.A., Savina O.N., Neshchetkin G.M. // Advances in Space Research. 2023. Vol. 74, no. 12. P. 6264. https://doi.org/10.1016/j.asr.2023.11.020

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВЕТРА НА РЕЗУЛЬТАТЫ КОНТРОЛЯ ХАРАКТЕРИСТИК ФАР НАУЧНОГО РАДАРА СУРА С ПОМОЩЬЮ БПЛА

А.А. Пахомов, Ю.И. Белов, Н.С. Тимукин

НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Анализ работоспособности фазированных антенных решеток (ФАР) актуален для любых типов и частотных диапазонов, использующихся в радиоэлектронном оборудовании систем, как передающих – в научных радарах для исследования распространения радиоволн (РРВ), уже функционирующих (СУРА – НИРФИ), или проектируемых (ИКАР – ИСЗФ [1]), так и приемных – в радиотелескопах, например, LOFAR-HBA [2]. Большие метрические размеры упомянутых ФАР и специфика оборудования их частотных диапазонов являются основными проблемами и ограничениями для создания радиоэлектронных систем контроля этих антенн больших размеров

Для аппаратуры контроля функционирования ФАР радара СУРА был выбран способ построения ее по структурной схеме – «исследуемый наземный радар излучает, а приемная система излучения располагается на БПЛА». Описание блок-схемы, методов и элементной базы аппаратуры, включая их программное обеспечение, изложено в работе [3].

При измерениях характеристик наземных антенн с помощью БПЛА, как в их ближней, так и дальней зонах, на открытых полигонах, кроме погрешностей измерений, вносимых приемной измерительной аппаратурой полигона, как известно [4], необходимо учитывать и погрешности определения пространственного положения измерительной антенны-зонда. Влияние таких погрешностей хорошо изучено для стационарных стендов, размещаемых в БЭК [5], реверберационных камерах [6] или при использовании аттестованных сканирующих измерительных установок [7]. Однако БПЛА на открытых полигонах, дополнительно, подвергаются воздействию ветра и вибрации несущих их пропеллерных механизмов.

Так как используемые в измерениях антенны-зонды, чаще всего, являются слабонаправленными антеннами [7], то влияние изменения направления их главного максимума (разъюстировка) в процессе измерений характеристик ИА, практически, совершенно незначительно и нами здесь не рассматривается.

Погрешность определения положения антенн зондов в ближней зоне ИА, моделирующая влияние ветра на БПЛА, обычно считают распределенной по нормальному закону [8] и ее влияние ослабляется с увеличением количества измеренных выборок, и, следовательно, с длительностью общих измерений, но неопределенность, связанная с дрейфом сигнала антенны зонда, увеличиваются с продолжительностью времени измерений.

Кроме того, ограничения на длительность процесса измерений характеристик излучения ИА вносит система электропитания БПЛА. Эти условия приводят к тому, что нужен компромисс: длительность времени измерений должна быть достаточно большой, чтобы ошибки, связанные с влиянием окружающей среды, ослаблялись, но и достаточно короткой, чтобы уменьшить дрейф и ограничить время работы источника питания аппаратуры БПЛА.

В данной работе описан анализ точности удержания позиции по осям X, У Декартовой системы координат на основании выполненных нами 2600 измерений положения

БПЛА (полеты от 04.09.2024 г.) в режиме зависания БПЛА (порядка 10 мин) в заданной точке над центром симметрии апертуры излучающей ФАР радара СУРА, как одной из составляющих погрешности восстановления ее ДН.

Как показали результаты обработки данных приемника, получаемых после выполнения полетов БПЛА (см. рисунок 1), зарегистрированных в ближней зоне ФАР, при сокращениях дальней зоны в пределах 5 – 10, можно легко визуально выбирать местоположение дрона для исследования точности удержания позиции в процессе полета, ориентируясь, в основном, на физическую структуру ФАР. Хотя для программного оформления таблиц данных, соотносящих координаты положения БПЛА в разных системах координат, с течением времени и уровень зарегистрированных сигналов потребовались значительные усилия.

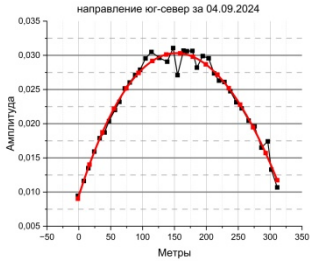


Рис. 1

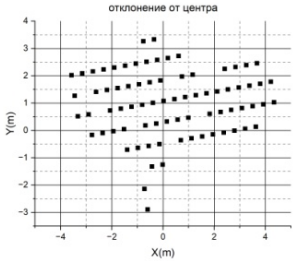


Рис. 2

На рисунке 1 приведены результаты аппроксимации полиномом седьмого порядка измеренного 04.09.2024 приемником БПЛА амплитудного распределения вдоль траектории, лежащей в плоскости наклона луча антенны ФАР на 12 градусов к северу, (высота положения антенны зонда БПЛА Z = 600 м. Вычисленная оценка дисперсии отклонения распределения от полинома 7-й степени (ORIGIN 6.1) , равна $\sigma \approx 0.003$ усл. ед. или 0.1 от максимального значения распределения амплитуды БП в максимуме аппроксимирующего выборку данных полинома.

В экспериментах данные координат и сигналов приёмника регистрировались асинхронно, поэтому при их обработке потребовалось их ручное и программное сопоставление во времени. Основные составляющие этой процедуры заключались в следующем.

Так как данные о траектории полёта БПЛА в зарегистрированных массивах его приемника представлены в виде широты и долготы точки приема излучения (в градусах), то для удобства дальнейшей обработки и визуализации производится их конвертация в метрическую систему координат (систему UTM). Для выполнения этого преобразования использовался язык программирования Python, библиотека «pyproj» и функция Transformer. После преобразования траектория БПЛА (или его «неподвижное» положение) уже представлялась в виде Декартовых координат (X, Y), в метрах, относительно заданной зоны проекции на апертуру ФАР, что необходимо для расчетов компонентов диаграммы направленности ФАР. Результаты определенных программно положений БПЛА в фиксированной полетным заданием точке приведены на рисунке 2.

Среднеквадратическое отклонение координаты X положения БПЛА равно 1,68 м, среднее значение координаты X положения БПЛА равно 0,86 м. Среднеквадратическое отклонение координаты У: 1,34 м, среднее значение координаты У равно: 1,10 м.

Естественно, что при движении БПЛА вдоль траектории сканирования БП над ИА погрешность определения положения дрона в метрической системе координат плоскости сканирования изменяется – появляется ее динамическая составляющая. В подтверждение этого тезиса приведем результаты обработки данных о положении дрона, полученных при сканировании двух поперечных сечений полей излучения ФАР от 24.09.2023 г., см. рисунки 3 и 4. Интервал движения для оценки этой динамической составляющей выбран в соответствии с формой аппроксимирующего БП полинома на рисунке 1.

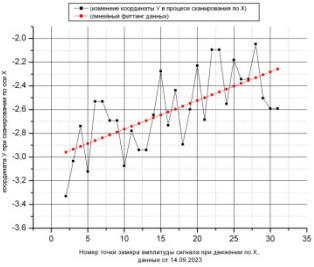


Рис. 3

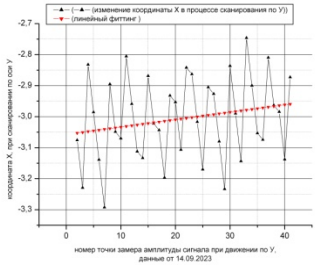


Рис. 4

Оценку погрешности навигационного модуля нашей приемной системы на БПЛА при его движении мы выполнили на основе данных о регистрации координат его положения, полученных на сравнительно небольших интервалах движения, приведенных на рисунках 3 и 4. Вычисленное СКО отклонений координаты БПЛА от оси Декартовой системы, при движении дрона по координате X составило, примерно, 0,13 м, а по координате У, примерно, 0,12 м. Можно полагать при этом, что влияние ветра на таких коротких периодах времени (примерно 10 с) незначительно и все погрешности измерения положения БПЛА определяются его навигационной системой.

Далее, согласно оценкам работы [10] оценка границы погрешности случайной личины (доверительный интервал), составленной воздействием двух причин: погрешности определения координаты БПЛА с помощью GPS и влиянием ветра равна:

$$\vartheta_{sum} = 1.1(\vartheta_{GPS}^2 + \vartheta_{wind}^2)^{1/2} \qquad (1)$$

Если взять в качестве доверительного интервала примерно 3 величины расчетных СКО, связанных с каждой из причин возникновения отклонений измеряемой величины – положения выделенной точки БПЛА в неподвижной Декартовой системе координат, то получим в результате примененного анализа следующий вывод.

В экспериментах по определению точности удержания позиции, описанных выше, воздействие ветра было преобладающим по сравнению с погрешностями определения координаты БПЛА за достаточно короткий интервал времени.

Решая уравнение (1), получим: СКОGPSX =1.51 м ; СКОGPSY =1.41 м.

Интернет - статистика утверждает [11], что «чистая» погрешность навигационного модуля составляет 1 - 3 м в дифференциальном режиме, что подтверждается и нашими измерениями.

Положение БПЛА в фиксированной точке, несмотря на наблюдавшийся разброс координат этой точки на рисунке 2, в значительной мере для нашего эксперимента, связано с погрешностями системы навигации БПЛА, а влияние ветра было незначительным. Можно рекомендовать выполнение измерений излучения ФАР радара СУРА в ее ближней зоне в благоприятных метеоусловиях для уменьшения погрешностей восстанавливаемых диаграмм направленности.

[1] Васильев Р.В., Сетов А.Г., Фролов В.Л., Ратовский К.Г., Белецкий А.Б., Ойнац А.В., Ясюкевич Ю.В., Медведев А.В. // Солнечно-земная физика. 2020. Т. 6, № 2. С. 61.
[2] Virone G., Paonessa F., Ciorba L., Matteoli S., Bolli P., Wijnholds S.J., Addamo G. // J. Astron. Telesc. Instrum. Syst. Jan-Mar 2022. Vol 8(1). Jan-Mar P. 011005-1
[3] Белов Ю.И., Моисеев С.П., Пахомов А.А., Серкин А.Г., Шиндин А.В. // В Кн. Труды 7 международной науч.-техн. конф. им. О. В. Лосева, 22-23 октября 2025 г. Н.Новгород.
[4] Захарьев Л.Н., Леманский А.А., Турчин В.И., Цейтлин Н.М., Щеглов К.С. Методы измерения характеристик антенн СВЧ. – М: Радио и связь, 1985, 368 с.
[5] Slater. D. Near-Field Antenna Measurements. // –Norwood: Artech House, 1991, p. 310.
[6] Fiumara V., Fusco A., Iadarola G., Matta V., Pinto I. M. // IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility. 2016. Vol. 58, no. 3. P. 673. doi: 10.1109/TEMC. 2016.2539351.
[7] Варенцов Е.Л. // В сб. тезисов докладов XXI международной науч.-техн. конф. «Информационные системы и технологии» ИСТ-2015. – Н. Новгород, 2015. С. 85.
[8] Monahan A. H. // Journal of Climate. 2013. Vol. 26, no. 15. P. 5563.
[9] Сканирующие антенные системы СВЧ, т.II: – М: Сов. Радио, 1969, 496 с.
[10] Рабинович С.Г. Погрешности измерений – Л: Энергия, 1978, 262 с.
[11] https://habr.com/ru/companies/promwad/articles/202722/

ОЦЕНКА СТЕПЕНИ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ КОРОНАЛЬНЫХ ВЫБРОСОВ МАССЫ

О.А. Шейнер[1)], Ф.И. Выборнов[1, 2)]

[1)] НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] ФГБОУ ВО «ВГУВТ

Введение

Исследованиям отклика ионосферы на различные явления солнечной активности посвящено много работ. В большинстве случаев прослеживается связь между вариациями солнечного излучения, измеренными с помощью искусственных спутников, и параметрами, относящимися к верхним слоям атмосферы Земли. Влияние интенсивных солнечных вспышек на ионизацию верхней атмосферы подтверждается связью между поведением критической частоты слоя F2 ионосферы (f_0F2) и солнечными вспышками. В то же время такие нерегулярные мощные явления солнечной активности, как корональные выбросы массы (КВМ) и высокоскоростные потоки солнечного ветра (HSS), оказывают наибольшее влияние на характе

тики ионосферы, как подтверждается предыдущими исследованиями авторов с помощью наклонного и вертикального зондирования ионосферы.

За время регистрации корональных выбросов массы на спутнике SOHO было зарегистрировано несколько случаев, когда быстрый КВМ догоняет и частично поглощает более медленный, формируя объединённую, более сложную структуру в межпланетной среде. Объединённая структура часто обладает более сильным и длительно сохраняющимся магнитным полем (особенно южной компонентой Bz), что может приводить к более экстремальным магнитным бурям по сравнению с одиночным КВМ. В данном докладе рассматривается отклик ионосферы на «каннибализм» корональных выбросов массы, зарегистрированный в 2001 и 2024 годах.

Данные и Метод

В качестве параметров ионосферы рассматривается поведение во времени критической частоты *f*0F2 слоя F2 ионосферы, используя предложенный нами ранее ионосферный индекс [1].

Как было показано в [1], для повышения точности предпочтительно анализировать поведение во времени величин отклонения измеренных значений частот от их средних значений по предложенной методике для исследования возмущений критической частоты ионосферного слоя F2 (Δ*f*0F2).

При регулярных наблюдениях обеспечивается непрерывная временная запись критических частот в течение дня. Каждое измеренное значение отмечается как $f0_{jk}$, где j – номер точки в течение дня, k – номер дня в месяце. Отклонения критических частот ионосферы рассчитываются как $\Delta f_{0jk} = f_{0jk} - \overline{f_{0J}}$, где

$$\overline{f_{0J}} = \sum_{k=1}^{N} f_{0jk}/N. \qquad (1)$$

N – количество дней в месяце.

Дифференциальный параметр, предлагаемый нами для исследования ионосферы, позволяет устранить стационарные зависимости, а используемая цветовая гамма – проиллюстрировать чувствительность определения девиации Δf_0F2.

Результаты

09 -10.04.2001

Событие КВМ1 типа Гало 9 апреля 2001 г. с V_1=1192 км/с впервые было зафиксировано в 15:54 UT в виде яркого широкого фронта на юге и юго-западе. Событие КВМ2 10 апреля 2001 г. с V_2=2411 км/с впервые было зафиксировано в 05:30 UT, при этом над Южным полюсом появился большой петлеобразный фронт с ярким ядром.

КВМ2 тоже типа Гало 10.04.2001 догоняет КВМ1 09.04.2001, происходит слияние за счёт разности скоростей: фронт ударной волны и магнитное облако быстрого КВМ врезаются в более медленный, сжимая и переформатируя его магнитные структуры и плазму.

Данные вертикального зондирования ионосферы на станциях Juliusruh (54.6 N, 13.4 E) и Rome (41.9 N, 12.5 E) представлены в виде частотно-временной диаграммы (рис. 1).

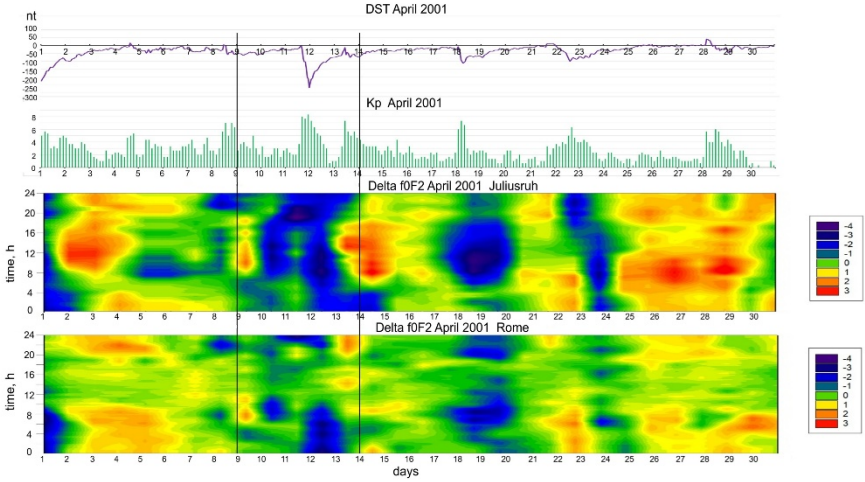


Рис. 1

Вертикальными линиями обозначен интервал регистрации обоих КВМ и отклика ионосферы на них. Возмущения в ионосфере проявляются в виде резкого уменьшения величин $\Delta f0$F2 на обеих станциях, причем, на Juliusruh в большей степени.

19.10.2001

Первое событие КВМ 19 октября 2001 года было зафиксировано в 10:26 UT в виде яркого, чётко очерченного, компактного выброса, распространяющегося в короне с низкой скоростью, а локализация по позиционному углу, форма и угловые размеры этого выброса хорошо соответствовали петлеобразной структуре.

Второе событие КВМ впервые было зафиксировано в 16:50 UT как яркий петлеобразный фронт над западным краем диска.

Низкая (≈466 км/с) скорость первого коронального выброса массы привела также к так называемому «каннибализму» КВМ.

Спустя 10-11 час на расстоянии $25R_\odot$ его догнал и взаимодействовал с ним второй, быстрый (≈901 км/с) КВМ типа Гало.

На рис. 2 показана частотно-временная диаграмма данных вертикального зондирования ионосферы на тех же станциях (Juliusruh и Rome).

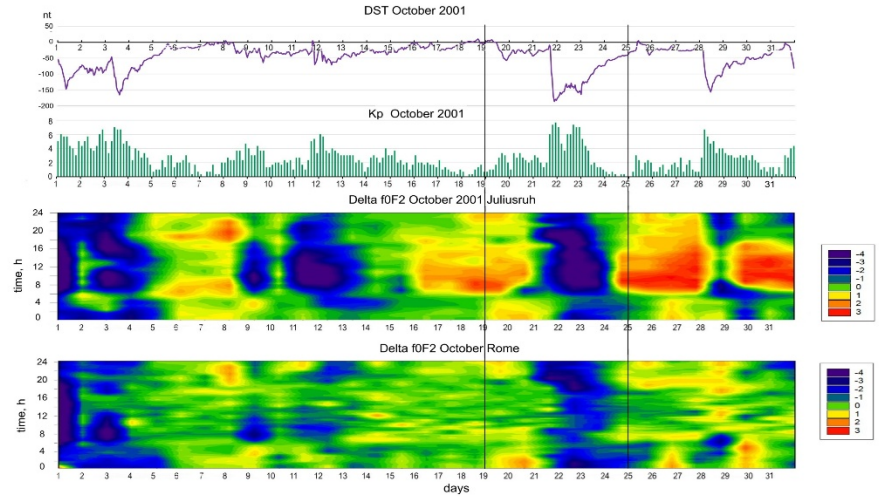


Рис. 2

Резкое уменьшение величин $\Delta f0F2$ также прослеживается в данном случае после слияния двух КВМ. Причем, если в случае 9-10 апреля 2001 г. в ионосфере можно проследить и реакцию на каждый из взаимодействующих КВМ, то в данном случае регистрируется единый мощный отклик.

08-11.05.2024

Анализ данных вертикального зондирования ионосферы, полученных на станциях, приведенных на рис. 3, показывает: самые значительные изменения в ионосфере наблюдаются по всему меридиану практически одновременно.

Сильные изменения (уменьшения) критических частот наблюдались на всех используемых станциях на интервале 10–13 мая.

Эти изменения были связаны с редким «каннибалистическим» штормом 08-11.05 2024. Если предыдущие 2 события – это, когда один КВМ догоняет другой и происходит слияние, то в данном случае зарегистрировано несколько корональных выбросов массы, которые взаимодействуют группами.

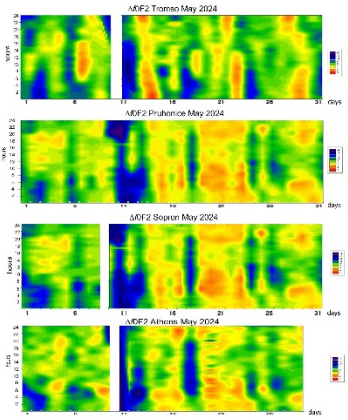


Рис. 3

Сначала первые четыре корональных выброса массы типа Гало (*08.V.2024 в 05.36 UT; 08.V.2024 в 12.24 UT; 08.V.2024 в 22.24 UT и 09.V.2024 в 05.36 UT*) накапливаются, взаимодействуют друг с другом по мере приближения к Земле и образуют первый сложный выброс. Потом формируется следующий сложный выброс от слияния следующих трех корональных выбросов массы типа Гало (*09.V.2024 в 18.52 UT, 10.V.2024 в 07.12 UT и 11.V.2024 в 01.36 UT*).

Причем, отклик в ионосфере на каждый из сложных выбросов хорошо прослеживается. Для примера (см. рис. 4) приведено сопоставление результатов обработки данных обсерваторий Vasilsursk и Juliusruh с зарегистрированными КВМ, вовлеченными в процесс «каннибализма», отклики обозначены овалами разных цветов.

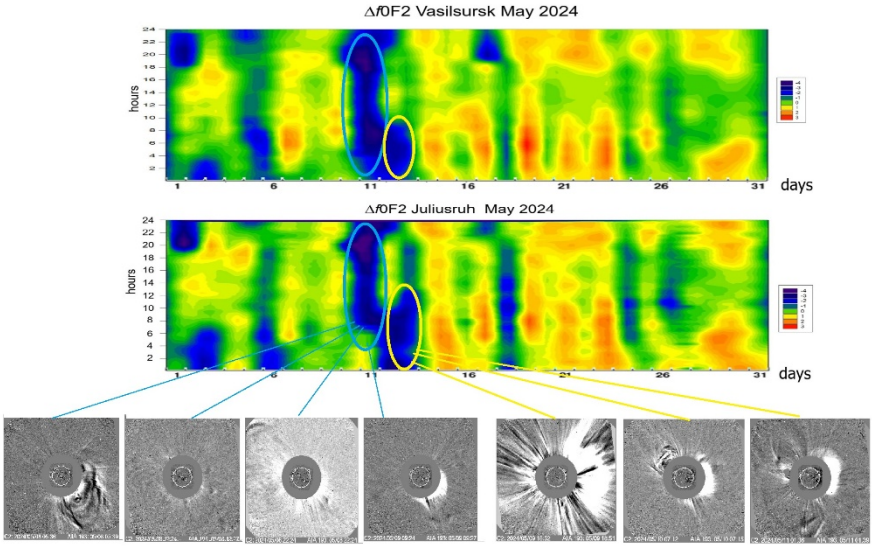


Рис. 4

Поскольку корональные выбросы массы распространяются из одной и той же активной области через небольшие временные интервалы, каждый из КВМ не успевает отразиться в ионосфере – проявляются уже объединённые структуры.

Заключение

На основании анализа данных вертикального зондирования ионосферы (*f*0F2), полученных из регулярных наблюдений на нескольких мировых станциях в период регистрации взаимодействующих корональных выбросов массы в 2001 и 2024гг., показано: взаимодействие нескольких последовательных корональных выбросов разных типов проявляется в сильных ионосферных возмущениях.

Работа выполнена в рамках Государственного задания, проект FSWR-2026-0011.

[1] Sheiner O., Rakhlin A., Fridman V., Vybornov F. Adv.Sp.Res. 2020. Vol. 66, no. 6. P. 1415.

ПАРАМЕТРЫ РАДИОПРЕДВЕСТНИКОВ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ КОРОНАЛЬНЫХ ВЫБРОСОВ МАССЫ

О.А. Шейнер

НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Исследованию солнечных корональных выбросов массы (КВМ) в последние годы посвящено значительное число работ. Одним из важных направлений такого изучения является исследование распространения корональных выбросов в межпланетном пространстве. При распространении корональных выбросов в межпланетном пространстве может произойти поглощение одного КВМ другим. Речь идёт о так называемом «каннибализме» корональных выбросов массы: быстрый выброс догоняет медленный в короне или в межпланетном пространстве, их структуры сталкиваются и сливаются, образуя облако плазмы и магнитного поля («complex ejecta», cannibal CME). В белом свете (LASCO, STEREO/COR) видно, как «вторая» корональная оболочка догоняет и как бы «вплавляется» в первую, после чего различить два отдельных фронта практически невозможно. Исторически самые мощные события и ряд сильных бурь сопровождались именно взаимодействием нескольких последовательных КВМ, а не одним изолированным выбросом.

Процессы, которые предшествуют и сопутствуют формированию вовлеченных в процесс «каннибализма» корональных выбросов масс на Солнце, проявляются в характеристиках электромагнитного излучения, в т.ч. и в радиодиапазоне. Радионаблюдения на длинных волнах, например, показывают характерное усиление континуального излучения после межпланетного всплеска II типа в момент взаимодействия двух КВМ, что интерпретируется как признак их слияния.

Данное исследование сосредоточено на изучении связи между характеристиками явлений в радиоизлучении, наблюдаемыми на двухчасовом временном интервале, непосредственно предшествующем регистрации указанных корональных выбросов массы.

Данные и Метод

Информация о регистрации корональных выбросов массы была взята из каталога SOHO LASCO CME. Для анализа нами использовались день и время первого появления коронального выброса массы в поле зрения коронографа LASCO/C2, позиционный угол в картинной плоскости, угловая ширина W и линейная скорость выброса V. Для уточнения предполагаемого места эрупции КВМ, направления его распространения и мощности выброса использовались разностные изображения Солнца, приведенные в каталоге.

Анализ основан на радиоданных, размещенных в базе данных Мировой службы Солнца в сантиметровом и дециметровом диапазонах длин волн.

Рассмотрим примеры поведения радиопредвестников зарегистрированных взаимодействующих корональных выбросов массы по данным наблюдений апреля и октября 2001 г. и мая 2024 г.

По сути, попробуем понять, отличаются ли радиопредвестники взаимодействующих корональных выбросов.

На рисунках ниже приводятся временные изменения потока радиоизлучения S в форме схематических профилей. На профилях справа указаны частоты наблюдений в МГц и аббревиатуры названия обсерваторий, правая граница горизонтальной оси соответствует моменту регистрации выбросов на коронографе LASCO C2.

Результаты

9–10 апреля 2001 г. – пара КВМ типа Гало, где второй (10 апреля, скорость ≈2400 км/с) догнал и разрушил фронт первого (9 апреля, скорость ≈1200 км/с): произошло слияние и изменение структуры.

Наиболее вероятным источником корональных выбросов была одна активная область, расположенная в центре диска Солнца. Это предполагает, что оба корональных выброса геоэффективны. Уровень протонов увеличился, и на изображениях в белом свете видны частицы.

Указанным корональным выбросам предшествуют широкополосные предвестники, обладающие особыми свойствами (рис. 1): они возникают практически одновременно во всём диапазоне, постепенная компонента излучения нарастает с последующим уменьшением потока, но не до первоначального уровня, временно́е поведение в сантиметровом и дециметровом диапазонах излучения подобны.

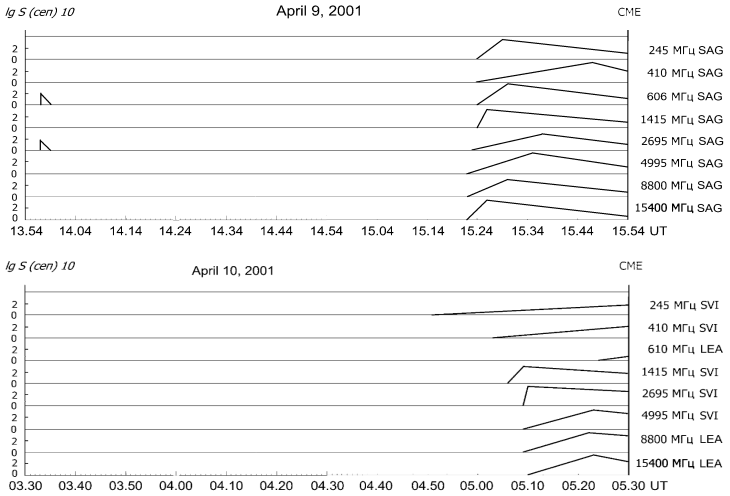


Рис. 1

В то же время есть небольшое отличие: формирование микроволновых предвестников медленного (09.04.2001) коронального выброса происходит в атмосфере Солнца на уровне генерации излучения 606 и 1415 МГц, возмущение постепенно распространяется вверх и вниз, а формирование предвестников быстрого КВМ (10.04.2001) происходит ниже в атмосфере Солнца, на уровне генерации излучения 1415 и 2695 МГц. В первом случае предвестники зарегистрированы ≈ за 30 мин до регистрации КВМ на LASCO C2, во втором это время меньше, около 20 мин.

19 октября 2001 г. — пара корональных выбросов массы разных типов.

Наиболее вероятным источником медленного КВМ (10:26UT, скорость ≈460 км/с) была активная область, расположенная близко к западному лимбу. Корональный выброс массы имел вид яркого, чётко очерченного, компактного (угловые размеры 15º-20º) выброса, локализация по позиционному углу, форма и угловые размеры этого выброса хорошо соответствовали петлеобразной структуре, которая была видна на разностной гелиограмме в линии 195Å над яркой областью эрупции.

Спустя 10-11 час, на расстоянии 25 RΘ его догнал и взаимодействовал с ним другой, быстрый КВМ типа Гало (скорость в картинной плоскости ≈900 км/с). Источником последнего была активная область в центральной зоне диска. Событие впервые было зафиксировано на С2 в 16:50 UT как яркий петлеобразный фронт над западным краем диска; к 17:26 UT затмевающий диск С2 был окружен.

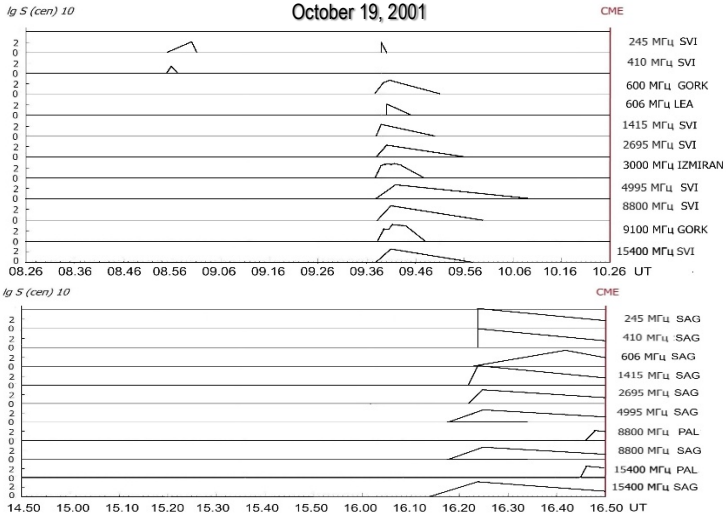


Рис. 2

Как видно из рис. 2, первым проявлением активности в радиоизлучении перед первым КВМ стали слабые импульсные всплески излучения на частотах 410 и 245 МГц. В это же время наблюдалась интенсивная группа радиовсплесков III типа, которая охватывала диапазон спектрографа от 270 до 25 МГц. Микроволновые предвестники импульсного типа видны в широком диапазоне частот радиоизлучения. Возмущение распространяется во всей атмосфере Солнца ≈ за 50 мин до регистрации КВМ.

Перед вторым корональным выбросом типа Гало наблюдаются постепенные широкополосные микроволновые предвестники, которые демонстрируют быстрое увеличение интенсивности с последующим плавным её уменьшением, которое не завершается с началом регистрации выброса на LACSO/C2. Формирование предвестников происходит в нижних слоях атмосферы Солнца на уровне генерации 15400 МГц и распространяется вверх в атмосфере. Время от начала радиопредвестника до регистрации КВМ меньше, чем для первого КВМ, составляет около 30 мин.

В мае 2024 г. из-за быстрой последовательности и различных скоростей корональных выбросов несколько КВМ слились и взаимодействовали, проходя через межпланетную среду. В данном случае зарегистрировано несколько КВМ, которые взаимодействуют группами, в отличие от предыдущих двух событий «каннибализма», когда один корональный выброс догоняет другой и происходит слияние.

4 корональных выброса массы типа Гало (*08.05, 05.36 UT; 08.05, 12.24 UT; 08.05, 22.24 UT и 09.05, 05.36 UT)* накапливались, взаимодействовали друг с другом по мере приближения к Земле и образовали первый сложный выброс. Далее сформировался следующий сложный выброс от слияния 3 новых КВМ типа Гало (*09.05, 18.52 UT; 10.05, 07.12 UT и 11.05, 01.36 UT*). На рис. 3 приведем пример радиопредвестников для второго сложного выброса.

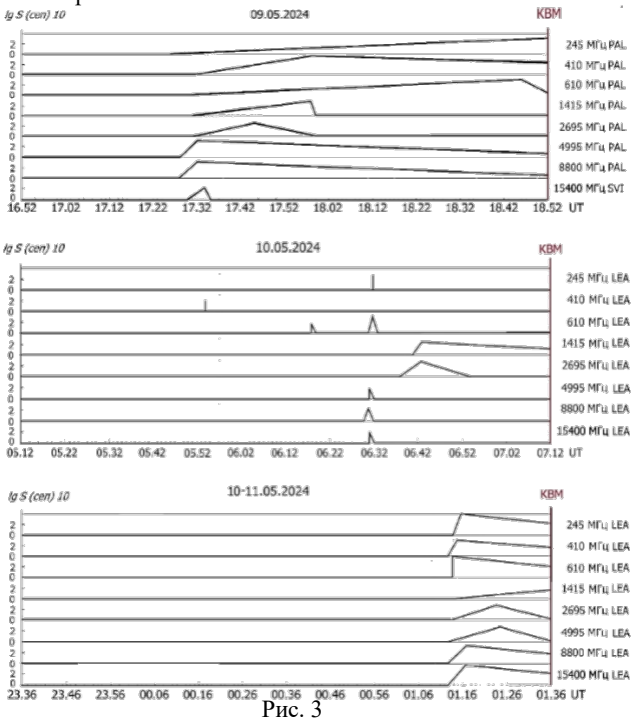


Рис. 3

Заключение

Радиопредвестники на интервале 2 часа до регистрации всех корональных выбросов наблюдаются во всей атмосфере. Прослеживается отличие во временах возникновения радиопредвестников перед первыми и последующими корональными выбросами массы, участвующими в процессе «каннибализма».

Работа выполнена в рамках Государственного задания, проект FSWR-2026-0011.

ПРИЗНАКИ ВЛИЯНИЯ КРУПНОМАСШТАБНЫХ АТМОСФЕРНЫХ ПРОЦЕССОВ НА СВОЙСТВА КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИХ ОНЧ ИЗЛУЧЕНИЙ ВНУТРИ ПЛАЗМОСФЕРЫ ПО ДАННЫМ МИССИИ VAN ALLEN PROBE

П.Д. Шкарева[1)], П.А. Беспалов[1, 2)], О.Н. Савина[1, 2)]

[1)] ИПФ РАН
[2)] НИУ ВШЭ

Введение

Внутри плазмосферы Земли нередко фиксируются квазипериодические сигналы в КНЧ/ОНЧ диапазоне (примерно 0.1–5 кГц), возникающие из-за циклотронной неустойчивости функции распределения энергичных электронов радиационных поясов с энергиями 10–100 кэВ. Для этих излучений характерно повторение спектральных структур с интервалом от 30 до 300 секунд. По морфологическим признакам и связи с геомагнитной активностью их делят на два типа: QP1 и QP2. QP1 чаще наблюдаются при Kp ~2–4, сопровождаются пульсациями Pc3–Pc4, причём частоты пульсаций совпадают с частотами модуляции спектра. QP2, напротив, регистрируются в спокойных условиях (Kp < 2), могут не сопровождаться пульсациями и объясняются собственными колебаниями плазменного магнитосферного мазера.

Основные признаки атипичных QP-излучений, связанных с землетрясениями

Внутри плазмосферы Земли на частотах ниже ~2–3 кГц время от времени регистрируются нетипичные квазипериодические излучения КНЧ/ОНЧ диапазона, отличающиеся нерегулярностью во времени. Спектральные всплески в таких событиях повторяются с интервалами 90–240 с, а их собственная длительность варьируется от 10 до 60 с. В отличие от классических QP1 и QP2, эти явления не сопровождаются геомагнитными пульсациями, не имеют строгой периодичности спектральных форм, а амплитуда всплесков заметно меняется от эпизода к эпизоду. Кроме того, в их широкополосной частотно-временной картине, как правило, отсутствует чётко выраженный частотный дрейф.

Дополнительно стоит отметить, что подобные атипичные события не укладываются в стандартные схемы генерации, связываемые с циклотронной неустойчивостью в стационарных условиях. По-видимому, их возникновение требует наличия неоднородностей плазменной плотности или кратковременных инжекций частиц, что и приводит к нерегулярному характеру всплесков. Такая морфология указывает на возможную роль локальных магнитосферных источников, не связанных напрямую с глобальными колебаниями геомагнитного поля.

Используемые данные и методика анализа

Для анализа привлекались данные аппаратуры космических аппаратов Van Allen Probes, зарегистрированные во время их прохождения внутри плазмосферы Земли. Измерения включали в себя электрические и магнитные поля в КНЧ/ОНЧ-диапазоне, а также сведения о концентрации фоновой плазмы и характеристиках магнитного поля.

С целью проверки возможной корреляции между квазипериодическими излучениями и сейсмическими событиями использовались каталоги землетрясений с

магнитудой M ≥ 4.0, содержащие временные, координатные и магнитудные данные. Для каждого сейсмического события рассчитывалось положение основания магнитной силовой трубки, связанное с эпицентром, и определялась величина L-оболочки.

Отбор атипичных КНЧ/ОНЧ излучений проводился при условии нахождения космического аппарата внутри той же магнитной оболочки (с допуском $|\Delta L| \leq 0.3$) и в близком секторе местного времени. Исследовались динамические спектры электромагнитных сигналов до ~2–3 кГц с разрешением по времени, позволяющим фиксировать периодичность повторения спектральных структур.

Для каждого эпизода также оценивались геомагнитные и гелиосферные условия: индекс Kp, плотность, скорость и давление солнечного ветра, а также компонента Bz межпланетного магнитного поля. Дополнительно вычислялся спектральный состав вариаций магнитного поля в диапазоне периодов, характерных для зарегистрированных QP-излучений.

Применение перечисленных критериев позволило идентифицировать 9 интересующих нас событий нетипичных квазипериодических излучений КНЧ/ОНЧ. Эти события происходили при спокойной или слабовозмущённой геомагнитной обстановке и были пространственно-временно привязаны к сильным землетрясениям.

Примеры наблюдений атипичных квазипериодических излучений

В данном разделе приведены примеры наиболее характерных событий атипичных квазипериодических КНЧ/ОНЧ излучений, выявленных в ходе анализа данных со спутников Van Allen Probes. Все рассматриваемые события наблюдались внутри плазмосферы и были локализованы по времени и пространству относительно сильных землетрясений с магнитудами $M \geq 4.0$.

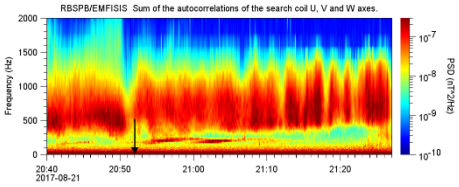


Рис. 1

Одно из характерных событий зарегистрировано 21.08.2017 в интервале времени $\sim 20{:}55 - 21{:}25\ UT$. В указанный период космический аппарат находился на магнитной оболочке L ~4.2 в дневное время. В динамических спектрах электрического поля наблюдается последовательность спектральных всплесков в диапазоне частот $\sim 0.5 - 2.0$ кГц с характерным периодом повторения (рис. 1).

Анализ вариаций магнитного поля в тот же временной интервал не выявляет геомагнитных пульсаций, соответствующих периодам наблюдаемых КНЧ/ОНЧ излучений. Значение геомагнитного индекса Kp не превышает 2, вертикальная компонента межпланетного магнитного поля Bz остаётся вблизи 0 нТл, а динамическое давление солнечного ветра не демонстрирует резких изменений.

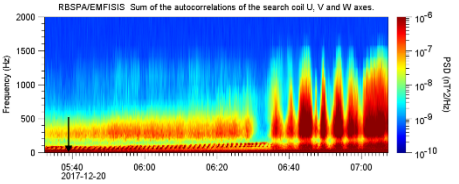


Рис. 2

Аналогичные свойства демонстрирует событие, зарегистрированное 20.12.2017 в интервале времени $\sim 06{:}35 - 07{:}10\ UT$ при $L \sim 5.4$. В

спектрах КНЧ/ОНЧ излучений, фиксируются квазипериодические всплески с периодами повторения и частотным диапазоном ~0.3 − 1.5 кГц (рис. 2). Как и в предыдущем случае, данные магнитного поля не содержат выраженных спектральных линий, указывающих на наличие геомагнитных пульсаций.

Для обоих событий эпицентры соответствующих землетрясений располагались вблизи основания магнитной трубки, проходящей через область наблюдений космического аппарата. Пространственно-временная локализация излучений, а также отсутствие внешних магнитосферных возмущений указывают на то, что зарегистрированные атипичные квазипериодические КНЧ/ОНЧ излучения не могут быть объяснены стандартными магнитосферными механизмами.

Для проверки уникальности атипичных квазипериодических КНЧ/ОНЧ излучений проанализирована контрольная выборка данных Van Allen Probe, не связанная с землетрясениями M ≥ 4.0. Контрольные интервалы выбирались при сходных условиях (|ΔL| ≤ 0.3, близкое местное время, сопоставимая геомагнитная обстановка). Динамические спектры анализировались в диапазоне до ~1–3 кГц по тем же критериям, что и для основной выборки. Событий с периодами всплесков 90–240 с и нерегулярной структурой не обнаружено. Полученные результаты подтверждают уникальность зарегистрированных излучений и указывают, что их появление не связано с фоновой магнитосферной активностью.

Возможный механизм формирования атипичных излучений

Динамика атипичных квазипериодических VLF-излучений внутри плазмосферы описывается системой безразмерных уравнений плазменного магнитосферного мазера (РММ) с внешним периодическим воздействием на коэффициент затухания волн:

$$\frac{dN_1}{d\tau} = -p_1^2 \varepsilon N_1 - \eta N_1 + j_1$$

$$\frac{dN_2}{d\tau} = -p_2^2 \varepsilon N_2 - \eta N_2 + j_2$$

$$\frac{d\varepsilon}{d\tau} = h_1 \varepsilon N_1 + h_2 \varepsilon N_2 - (1 + \mu \cos \Delta\tau)\varepsilon$$

Здесь N_1, N_2 – амплитуды первых двух угловых мод функции распределения энергичных электронов, ε – плотность энергии свистовых волн, $\tau = \nu_0 t$, μ – глубина модуляции, $\Delta = \Omega/\nu_0$.

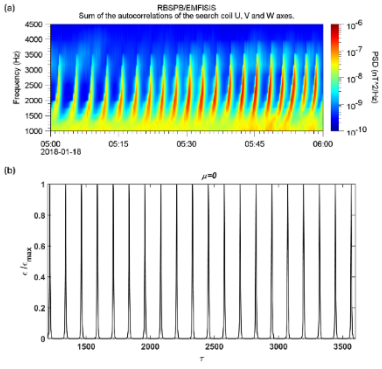


Рис. 3

При $\mu = 0$ и подходящих других параметрах система демонстрирует **регулярные автоколебания**, соответствующие типичным QP2-излучениям (рис. 3).

При $\mu \neq 0$ периодическая модуляция затухания приводит к **чередованию всплесков разной интенсивности** и к **хаотической последовательности импульсов**, что качественно и количественно воспроизводит наблюдаемые атипичные QP2-излучения.

Модуляция множителя $(1 + \mu cos(\Delta\tau))$ в третьем уравнении отражает влияние инфразвуковых атмосферных возмущений на коэффициент отражения ОНЧ излучений от ионосферы. При $\mu \sim 0.05 - 0.1$ система переходит в режимы с нерегулярной временной структурой излучения, аналогичные зарегистрированным событиям, в том числе коррелированным с сильными землетрясениями (рис. 4).

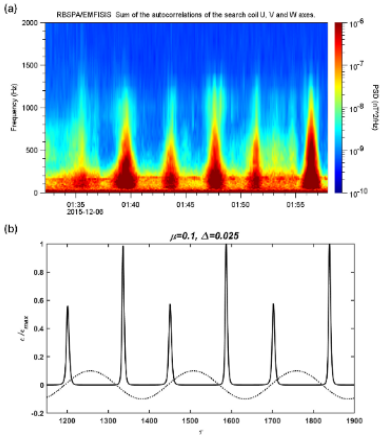


Рис. 4

Выводы

В данных космического аппарата Van Allen Probe выявлены атипичные квазипериодические КНЧ/ОНЧ излучения, наблюдаемые внутри плазмосферы Земли на частотах ниже ~2–3 кГц. Рассматриваемые излучения характеризуются нерегулярной временной структурой и периодами повторения спектральных всплесков 90–240 с, не сопровождаются геомагнитными пульсациями и не соответствуют типичным режимам QP1 и QP2. Все выявленные события зарегистрированы в условиях спокойной или умеренно возмущённой геомагнитной обстановки (Kp ≤ 2) и локализованы по времени и пространству относительно сильных землетрясений с M ≥ 4.0. Отсутствие корреляции с параметрами солнечного ветра и геомагнитной активностью указывает на сравнительно локальную природу модуляции данных излучений. В качестве возможного механизма рассматривается сейсмически обусловленная квазипериодическая модуляция коэффициента отражения КНЧ/ОНЧ волн от ионосферы сверху, приводящая к нетипичным режимам генерации плазменно-магнитосферного мазера.

Благодарности

Авторы благодарны миссии Van Allen Probe за возможность использования данных прибора EMFISIS, размещенных на сайте: https://emfisis.physics.uiowa.edu/Flight/.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ (проект № 25-22-00237).

[1] Bespalov P., Savina O., Shkareva P. // Atmosphere. 2025. Vol. 16, no. 11. Article 1310.
[2] Bespalov P. A., Savina O. N., Neshchetkin G. M., Zharavina P. D. // Results in Physics. 2023. Vol. 46. Article 106291.
[3] Беспалов П.А // Геомагнетизм и аэрономия. 2011. Т. 51, № 2. С. 229.

О ЗАВИСИМОСТИ ЯРКОСТИ ИСКУССТВЕННОГО ОПТИЧЕСКОГО СВЕЧЕНИЯ ИОНОСФЕРЫ ОТ СООТНОШЕНИЯ ЧАСТОТЫ ВОЛНЫ НАКАЧКИ И 5-Й ГАРМОНИКИ ЭЛЕКТРОННОЙ ЦИКЛОТРОННОЙ ЧАСТОТЫ

А.Е. Солин[1)], С.М. Грач[1)], И.Д. Ткачёв[2)], А.Б. Белецкий[2)], А.В. Шиндин[1)], Е.В. Тареева[1)]

[1)] ННГУ им .Н.И. Лобачевского
[2)] ИСЗФ СО РАН

Генерация искусственного оптического свечения (ИОС) при воздействии мощного КВ радиоизлучения возникает в результате цепочки (последовательности) следующих процессов: возбуждение плазменных волн под воздействием волны накачки обыкновенной поляризации с частотой f_0 ниже критической частоты ионосферы $f_0 < f_{\mathrm{OF2}}$; ускорение электронов плазменными волнами до энергий, превышающих потенциал возбуждения нейтральных атомов и ионов I; и последующее возбуждение атомов и ионов в результате их столкновений с ускоренными электронами; испусканием фотонов возбужденными частицами [1]. На стенде «Сура» ИОС традиционно исследуется в красной (λ = 630 нм, уровень O(1D), порог возбуждения I ~1,96 эВ, характерное радиационное время жизни τ ~110 с) и зелёной (λ = 557,7 нм, I ~4,17 эВ, τ ~0,7 с) линиях атомарного кислорода, а в последние годы – в полосе синей линии иона азота (λ = 391,4 нм, порог ~18,6 эВ, τ ~0,7 с). Совместный анализ свечения в этих линиях позволяет оценивать эффективность ускорения электронов. [2, 3].

В 2024-2025 гг, в период, близкий к максимуму солнечной активности, в силу стабильных погодных условий и достаточно высоких значений f_{OF2} в течение достаточно длительного периода времени в темное время суток (до 3 часов) удалось накопить достаточно большой объем данных по исследованиям ИОС при частоте ВН f_0 вблизи $5f_{ce}$. Отметим, что по нашим данным ИОС при $f_0 \sim 5f_{ce}$ обнаружено в этих экспериментах впервые. В настоящем докладе представлены результаты, полученные в ходе эксперимента 04.09.2024 года по исследованию зависимости ИОС от величины $f_0 - 5f_{ce}$.

В отличие от более ранних исследований с активным свипированием (пошагового изменения) частоты [4], воздействие осуществлялось на фиксированной частоте волны накачки f_0 = 6660 кГц (что близко к пятой гирогармонике, $f_0 \sim 5f_{ce}$). Частота f_0 =6660 кГц, согласно модели геомагнитного поля IGRF [5] совпадает с $5f_{ce}$ на высоте ≈290 км. Изменение ключевого соотношения между f_0 и $5f_{ce}$ в ходе сеанса происходило естественным образом. В ходе эксперимента частота f_{OF2} уменьшилась с 8500 кГц до 6300 кГц, что сопровождалось изменением высоты отражения радиоволны и высоты области верхегибридного резонанса. Из-за убывания геомагнитного поля с высотой локальное значение электронной циклотронной частоты f_{ce} также менялось, в результате чего область взаимодействия плавно «проходила» через условие точного резонанса с пятой гирогармоникой. Излучение ВН проходило в режиме 8 мин. – излучение, 4 мин. – пауза.

Динамика ИОС на длинах волн 630, 557,7 и 391,4 нм регистрировалась трёхканальным фотометром, расположенным в непосредственной близости от стенда СУРА с высоким временным разрешением (до 10 мс). Параллельно с оптическими измерениями

осуществлялась непрерывная регистрация спектров искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ). Соотношение между f_0 и nf_{ce} (n=3…7) можно определить по спектру ИРИ, который при изменении частоты ВН f_0 вблизи nf_{ce} (или nf_{ce} вблизи f_0) существенно зависит от разницы $f_0 - nf_{ce}$. [1]: в области частот «под гармоникой» $f_0 < nf_{ce}$ в спектре доминирует главный спектральный максимум (downshifted maximum, DM), в «резонансной» области $f_0 \approx nf_{ce}$ (точнее $f_{\mathrm{DM}} \approx nf_{ce}$), компоненты DM и широкополосный верхний максимум (broad upshifted maximum, BUM) имеют низкую интенсивность (DM практически полностью подавляется), и в области «над гармоникой» $f_0 > nf_{ce}$ в спектре ИРИ путствуют интенсивные DM и BUM. Кроме этого, состояние ионосферы контролировалось ионозондом CADI с периодом 12 мин. за минуту до включения стенда.

На рисунках 1–4 представлена временная последовательность измерений 4 сентября 2024 года на частоте $f_0 = 6660$ кГц. На верхних панелях показана динамика ИОС в красной (630 нм), синей (391,4 нм) и зелёной (557,7 нм) линиях, зарегистрированная фотометром. Жёлтым фоном выделены 8-минутные интервалы непрерывного включения волны накачки. На нижних панелях (a, b, c, d) приведены соответствующие спектры ИРИ для различных моментов времени внутри циклов воздействия.

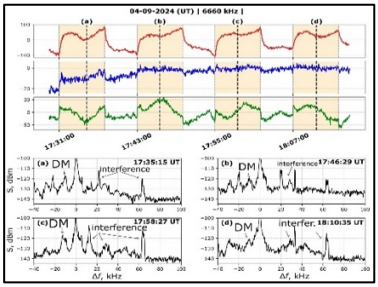


Рис. 1. Динамика оптического свечения и спектры ИРИ (17:31 – 18:15 UT)

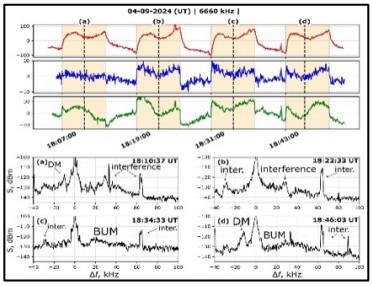


Рис. 2. Динамика оптического свечения и спектры ИРИ (18:07 – 18:51 UT)

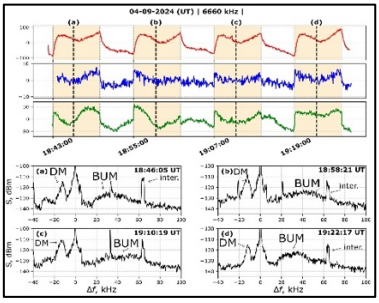


Рис. 3. Динамика оптического свечения и спектры ИРИ (18:43 – 19:27 UT)

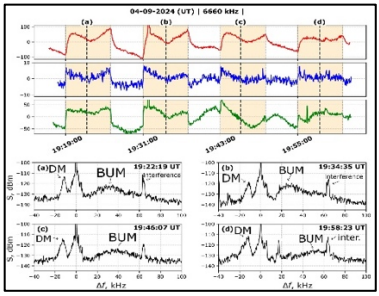


Рис. 4. Динамика оптического свечения и спектры ИРИ (19:19 – 20:03 UT)

Из рисунков видно, что в циклах воздействия, начинающихся в 18:19 UT, 18:31 UT и 18:43 UT (рис. 2, циклы (b)-(d), UT=LT – 3 часа) наблюдается заметное (в 2,5-3 раза) увеличение яркости свечения в зеленой и синей линиях по сравнению с более ранними циклами (17:31 UT – 18:07 UT, (рис. 1), тогда как в красной линии, обладающей наиболее низким потенциалом возбуждения, яркость свечения остается практически неизменной. В спектрах ИРИ, приведенных на рис. 1 и 2(a), доминирует DM-компонента, т.е. $f_0 < 5f_{ce}$. На рис. 2 (b) и 2(c) DM отсутствует, но на рис. 2(c) появляется слабая компонента BUM с максимумом на частоте $f_{\mathrm{BUM}} - f_0 \sim 20$ кГц; при этом можно утверждать, что $f_{\mathrm{DM}} \approx 5f_{ce}$. На рис. 2(d) частота максимума BUM удаляется от f_0, $f_{\mathrm{BUM}} - f_0 \sim 30$ кГц, DM появляется в спектре, а яркость свечения в зеленой и синей линиях, по крайней мере в момент регистрации спектра ИРИ несколько уменьшается. В период 18:55 – 19:15 UT (панели (b) и (c) на рис. 3 f_{BUM} отодвигается от f_0 до позиций $f_{\mathrm{BUM}} - f_0 \sim 40$ кГц и $f_{\mathrm{BUM}} - f_0 \sim 45$ кГц, интенсивность DM заметно увеличивается, что соответствует удалению f_0 от $5f_{ce}$, а яркость свечения в синей и зеленой линиях снова уменьшается. В дальнейшем (в период 19:19 – 19:39 UT, рис. 4 (a), (b) яркость свечения в этих линиях опять увеличивается, максимум BUM приближается к волне накачки (до 25 кГц), а интенсивность DM несколько падает. В двух последних циклах, приведенных на рис. 4 (19:43-19:53 UT) удаление BUM от волны накачки, увеличение интенсивности DM и уменьшение яркости синей и зеленой линий.

В результате проведённого эксперимента установлено, что при проходе частоты ВН f_0 через $5f_{ce}$ «снизу», т.е. при увеличении высоты отражения ВН, в области возбуждения плазменных волн волной накачки увеличивается эффективность ускорения электронов до высоких энергий, превышающих потенциалы возбуждения уровней, ответственных за генерацию зеленой линии атомарного кислорода и синей линии иона молекулярного азота, и, следовательно, растёт яркость свечения в этих линиях. При удалении f_0 от $5f_{ce}$ яркость свечения в зеленой и синей линиях уменьшается вследствие дальнейшего увеличения высоты отражения, а при ее уменьшении и приближении f_0 к $5f_{ce}$ «сверху» – снова увеличивается. Точный момент прохождения области взаимодействия через пятую электронную циклотронную гармонику (сопровождающийся характерным подавлением компоненты DM и развитием BUM в спектре ИРИ) чётко коррелирует с изменениями в динамике оптических эмиссий. Влияния приближения f_0 к $5f_{ce}$ на яркость свечения в красной линии атомарного кислорода не отмечалось. Отметим, что вариации высоты области возбуждения плазменных волн, определяемые по спектрам ИРИ, подтверждались в эксперименте с помощью регистрации ионограмм. Таким образом, проведённый эксперимент демонстрирует, что приближение частоты ВН к пятой электронной гирогармонике, сопровождающееся характерными изменениями в спектре ИРИ, чётко коррелирует с увеличением яркости оптических эмиссий с высокими потенциалами возбуждения.

Аналогичное поведение ИОС наблюдалось также в другие дни наблюдений при $f_0 \sim 5f_{ce}$ и при $f_0 \sim 4f_{ce}$.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант 25-72-20019).

[1] Грач С. М., Сергеев Е. Н., Мишин Е. В. Шиндин А. В. // УФН. 2016. Т. 186, №11. С.1189. DOI: 10.3367/UFNr.2016.07.037868
[2] Ткачев И. Д., Белецкий А. Б., Грач С. М., Насыров И. А., Шиндин А. В., Когогин Д.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2024. Т. 67, № 10. С. 811.
[3] Легостаева Ю. К., Грач С. М., Шиндин А. В., Белецкий А. Б., Емельянов В. В., Когогин Д. А., Насыров И. А., Хашев В. Р. // Изв. вузов. Радиофизика. 2026. Т. 69, № 6. С. 1.
[4] Котов П. В., Сергеев Е. Н., Грач С. М. // Изв. вузов. Радиофизика. 2008. Т. 51, № 6. С. 461.
[5] http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/igrf/point/

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РАЗНЕСЕННЫХ ТРАСС ЛЧМ ЗОНДИРОВАНИЯ ИОНОСФЕРЫ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

Ф.И. Выборнов[1, 2)], Н.А. Семенова[1)], А.В. Першин[1)]

[1)] НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] ФГБОУ ВО «ВГУВТ»

Введение

Особенности распространения декаметровых радиоволн в неоднородной ионосфере исследуются, как правило, на основе лучевого подхода (применения метода геометрической оптики к расчету траекторий их распространения) с учетом дисперсионных свойств нормальных волн в неоднородной магнитоактивной плазме. Несмотря на тот факт, что методы и алгоритмы расчета характеристик радиоволн в неоднородной ионосфере хорошо известны, анализ и моделирование условий распространения радиоволн в условиях конкретных экспериментов в возмущенной ионосфере (с использованием данных зондирования ионосферы) для интерпретации полученных в этих экспериментах результатов требует очень много времени.

Результаты моделирования для трассы Кипр - Нижний Новгород

Представленные ранее результаты моделирования распространения КВ радиоволн на длинной трассе ЛЧМ-сигналов Кипр - Нижний Новгород среднеширотной ионосферы во время регистрации перемещающегося ионосферного возмущения (ПИВ) Z-типа, которые излучались последовательно с интервалом 5 минут в эксперименте 20 июля 2023 г., позволили установить, что наилучшее соответствие экспериментальным дистанционно-частотным характеристикам (ДЧХ) достигается при параметрах ПИВ: $\delta = 0.1$, $\alpha = -45°$ (γ=60), β=45°, H=250 км, L=100 км, d=50 км, где γ–относительный азимут, т.е. угол между трассой и направлением распространения ПИВ в горизонтальной плоскости [1]. В качестве исходных данных использовались ДЧХ наклонного зондирования (НЗ) ионосферы и профили электронной концентрации, полученные с помощью модели IRI (максимум F2-слоя невозмущенной ионосферы находится на высоте 295 км), а также постоянные вдоль трассы значения характеристик магнитного поля (наклонение геомагнитного поля 63.5°, склонение 7.3°, гирочастота 1.26 МГц, что соответствует значениям, полученным для средней точки трассы моделирования согласно модели IGRF). Длина трассы Кипр – Нижний Новгород и азимут из пункта передачи в пункт приема составляли, соответственно, 2492 км и Ψ=15°. Перемещение фронта плоской волны задавалось сдвигом центра неоднородности при постоянной высоте вдоль линии широты средней точки трассы с запада на восток. Полученный результат потребовал около полугода машинного времени и фактически показал необходимость пересмотреть схему экспериментальных измерений параметров ПИВ.

Результаты моделирования синхронного распространения декаметровых радиоволн на трёх слабонаклонных трассах среднеширотной ионосферы

В работе [2] представлены результаты моделирования синхронного распространения декаметровых радиоволн на трёх слабонаклонных трассах среднеширотной

ионосферы во время регистрации перемещающегося ионосферного возмущения типа «серп». Выполнен расчёт траекторий лучей волн, распространяющихся в плавно неоднородной магнитоактивной ионосферной плазме. В качестве исходных данных использовались дистанционно-частотные характеристики наклонного зондирования ионосферы сигналом с линейной частотной модуляцией, полученные 19 декабря 2019 года с интервалом в одну минуту на трассах Васильсурск-Нижний Новгород, Йошкар-Ола-Нижний Новгород и Йошкар-Ола-Васильсурск. Возмущение профиля электронной концентрации при прохождении перемещающегося ионосферного возмущения моделировалось гармонической функцией (локализованной плоской полуволной), её параметры подбирались по наилучшему совпадению результатов моделирования с экспериментальными данными. Оценки азимута направления перемещения ионосферного возмущения и величины скорости в этом направлении составили 105° и 65-105 м/с соответственно.

Необходимо отметить, что эти экспериментальные результаты обрабатывались и другим методом. В работе [3] на основе полученных данных предложена методика определения параметров перемещающихся ионосферных возмущений с использованием сети из трех ЛЧМ-ионозондов. Наличие в составе ионозонда как приемника, так и передатчика позволило при использовании трех ионозондов получить данные по шести радиотрассам, в результате чего появилась возможность сделать оценки параметров возмущений только по экспериментальным данным, без привлечения модельных представлений. Среднее значение скорости ионосферного возмущения было получено равным 111.7 м/с со средним квадратичным отклонением 8.5 м/с, а среднее значение азимута 158.7° со средним квадратичным отклонением 3.3°. Работоспособность данной методики подтверждалась тем, что при выборе трех различных вариантов радиотрасс были получены близкие численные результаты величины и направления вектора скорости ПИВ.

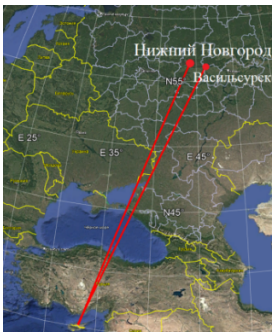


Рис. 1

Синхронные дальние трассы регистрации ПИВ

Ниже приводятся ДЧХ, полученные при синхронной регистрации на среднеширотных трассах Кипр – Нижний Новгород и Кипр – Васильсурск перемещающихся ионосферных возмущений Z-типа, отмечаются особенности их регистрации. Геометрия эксперимента приведена на рис. 1. Трассы начинаются в одной точке (ЛЧМ передатчик мощностью 800 кВт располагается на Кипре и излучает круглосуточно с периодом 5 минут. Начальная частота зондирования 8 МГц, конечная 33 МГц. Прием проводился в г. Нижний Новгород и на территории полигона Васильсурск (НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского). Расстояние между ними около 120 км. Длина трассы и азимут для г. Нижнего Новгорода приведены выше. Для приема использовались антенны типа Дельта. Регистрация сигнала производилась на однотипные приемные ЛЧМ-станции. На рис. 2 и рис. 3 приведены

полученные ДЧХ сигналов. Верхние ДЧХ для ЛЧМ-станции Васильсурск, а нижние для ЛЧМ-станции Нижний Новгород. Время приема и название ЛЧМ-станций приведено на ДЧХ сверху. ПИВ регистрировались на трассах одновременно. Несмотря на малое расстояние между трассами зондирования, достаточно хорошо видны особенности ПИВ для каждой из них.

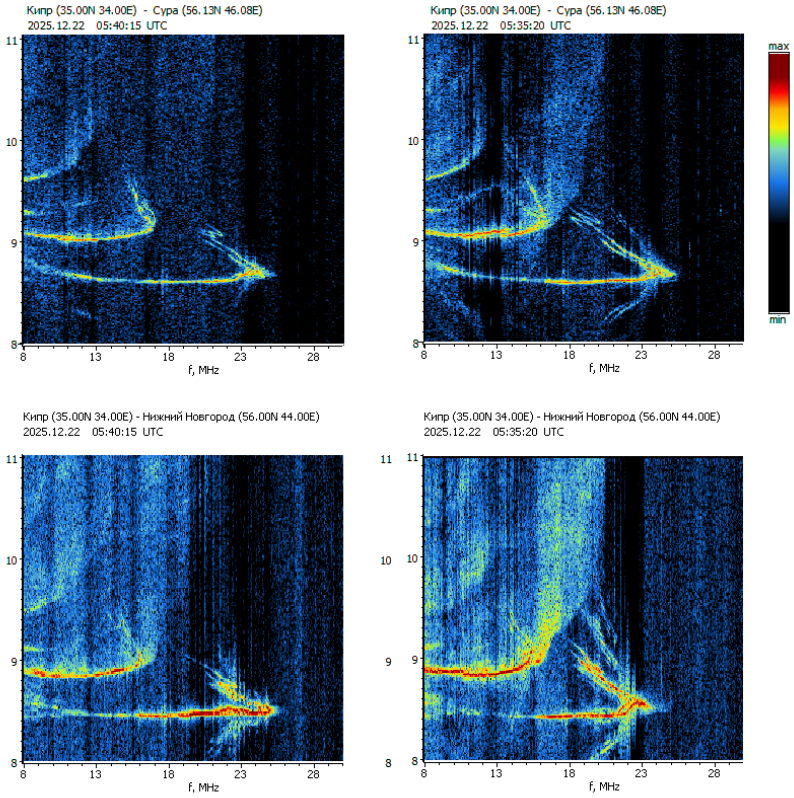


Рис. 2

Заключение

Приводятся результаты экспериментальных исследований ионосферы во время синхронной регистрации на среднеширотных трассах Кипр – Нижний Новгород и Кипр – Васильсурск перемещающихся ионосферных возмущений Z-типа.

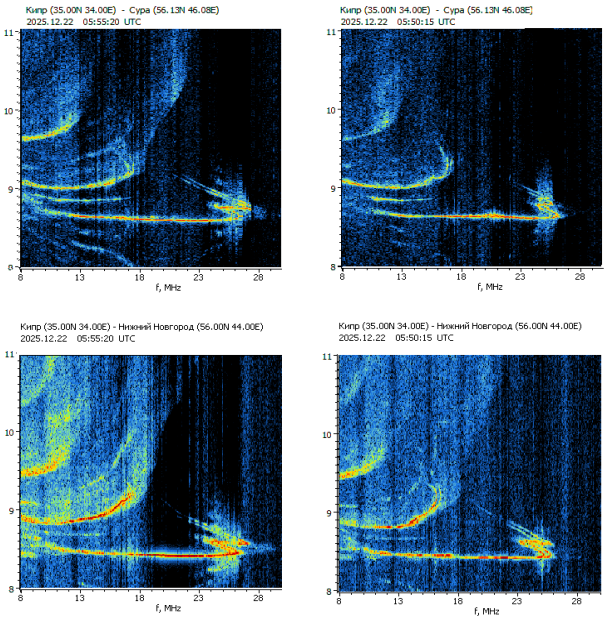


Рис. 3

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 25-72-20019) Плазменная турбулентность верхней ионосферы, инициированная мощными КВ радиоволнами: натурные эксперименты и лабораторное моделирование.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант 25-72-20019).

[1] Семенова Н.А., Выборнов Ф.И., Грач С.М. Известия вузов. Радиофизика. 2025. Т. 68, № 3. С. 203.

[2] Семенова Н.А., Выборнов Ф.И., Грач С.М. Известия вузов. Радиофизика. 2024. Т. 67, № 4. С. 329.

[3] Колчев А. А., Зыков Е. Ю., Выборнов Ф. И. и др. Оценка параметров перемещающихся ионосферных возмущений по сети ЛЧМ-ионозондов. Ученые записки Казанского университета. Серия Физико-математические науки, 2022, том 164. С. 137.

Секция «Излучение и распространение радиоволн»

Заседание секции проводилось 26 мая 2026 г.
Председатель – А.В. Калинин, секретарь – В.А. Яшнов.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXX научной конференции по радиофизике

СЕКЦИЯ
«ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ И ПРИКЛАДНЫЕ ЗАДАЧИ ТЕОРИИ НЕЛИНЕЙНЫХ КОЛЕБАНИЙ»

Председатель – В.В. Матросов, секретарь – Н.С. Ковалева.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

СТРУКТУРЫ В АНСАМБЛЕ ПЯТИ ФАЗОВЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ С ОТТАЛКИВАЮЩИМИ СВЯЗЯМИ

А.В. Боброва, Г.В. Осипов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В ансамблях связанных фазовых осцилляторов даже при идентичности элементов и глобальном характере взаимодействия возможно возникновение широкого спектра когерентных состояний. В системах связанных фазовых осцилляторов отталкивающее взаимодействие порождает богатое разнообразие стационарных фазовых структур, включая splay states и кластерные состояния.

В работе [1] Бернером с соавторами развита общая теория устойчивости обобщённых splay states для определенного класса фазовых моделей. Показано, что такие состояния образуют многомерные многообразия (splay manifolds), а их линейная устойчивость определяется всего двумя характеристиками матрицы линеаризации – её следом и следом квадрата. Однако для конкретной размерности ансамбля и фиксированных параметров взаимодействия остаётся открытым вопрос о том, какие именно симметричные конфигурации реализуются и каковы их количественные характеристики.

Изучение таких структур важно не только с фундаментальной точки зрения, но и для понимания механизмов самоорганизации в системах разной природы: нейронных сетях, популяциях микроорганизмов, лазерных ансамблях. В данной работе исследуются симметричные фазовые структуры в ансамбле пяти идентичных фазовых осцилляторов Курамото-Сакагучи с глобальной отталкивающей связью. Для обнаруженных стационарных фазовых структур вычисляются первый и второй параметры порядка, устанавливаются соотношения между фазами, а также вводится компактная система обозначений. Особое внимание уделяется структуре, названной «трезубец», для которой впервые приводится значение второго параметра порядка.

Модель

В данной работе рассматривается модель связанных фазовых осцилляторов Курамото-Сакагучи [2]:

$$\dot{\varphi}_j = \gamma + \frac{d}{N}\sum_{k=1}^{N} sin\big(\varphi_k - \varphi_j - \alpha\big), \qquad (1)$$

где N – число осцилляторов, γ – собственные частоты осцилляторов, d – параметр, определяющий силу связи, α характеризует фазовую задержку в связях. Интервал $0 < \alpha < \pi/2$ соответствует притягивающей связи, при $\pi/2 < \alpha < \pi$ связь отталкивающая.

В данной работе рассмотрено поведение системы при отталкивающей связи ($\alpha = 1.6$) в случае нечетного числа осцилляторов ($N = 5$).

Симметричные структуры в ансамбле идентичных осцилляторов

Определение. Будем называть структуру симметричной, если фаза каждого осциллятора представима в виде целочисленного соотношения фаз других осцилляторов ансамбля.

Для оценки степени фазовой синхронизации системы были вычислены первый и второй параметры порядка согласно формулам:

$$R_1 = \frac{1}{N}\sum_{j}^{N} e^{i\varphi_j}, R_2 = \frac{1}{N}\sum_{j}^{N} e^{2i\varphi_j}. \quad (2)$$

Значения параметров порядка можно интерпретировать следующим образом. $R_1 = 1$ – синфазная синхронизация (достигается только при притягивающей связи), $R_1 = 0, R_2 = 1$ – синфазно-противофазная синхронизация в случае четного числа осцилляторов, $R_1 = 0, R_2 = 0$ – splay state, $R_1 = 0, R_2$ отличен от 0 и 1 – обобщенный splay state [1]. Также из [3] известно, что в случае структуры «циклоп» $R_1 = 0$, а формула второго параметра порядка для произвольного N:

$$R_2 = \frac{N-3}{N-1}. \quad (3)$$

В случае $\alpha = 1.6$ были обнаружены следующие симметричные структуры (рис. 1): 1(a) – splay state, 1(b) – «трезубец». 1(c) – «циклоп», 1(d) – «звезда». На рисунке 1 одинаковая раскраска секторов соответствует их равенству (равенству расстояний между осцилляторами). На рисунке 2 представлены графики параметров порядка в аналогичной последовательности.

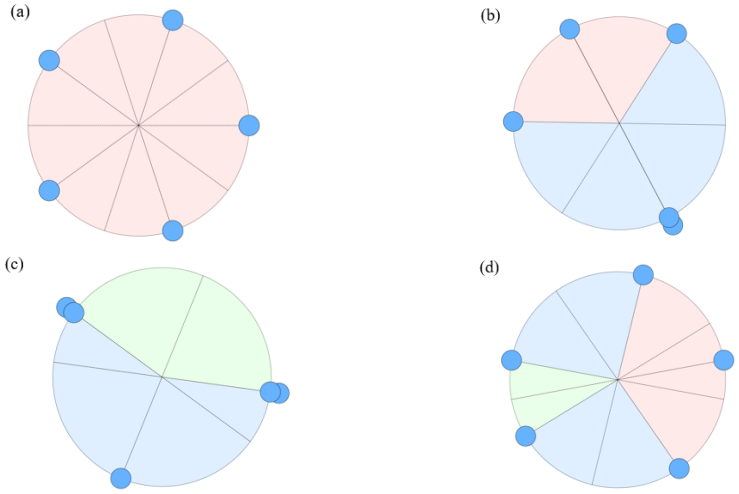


Рис. 1

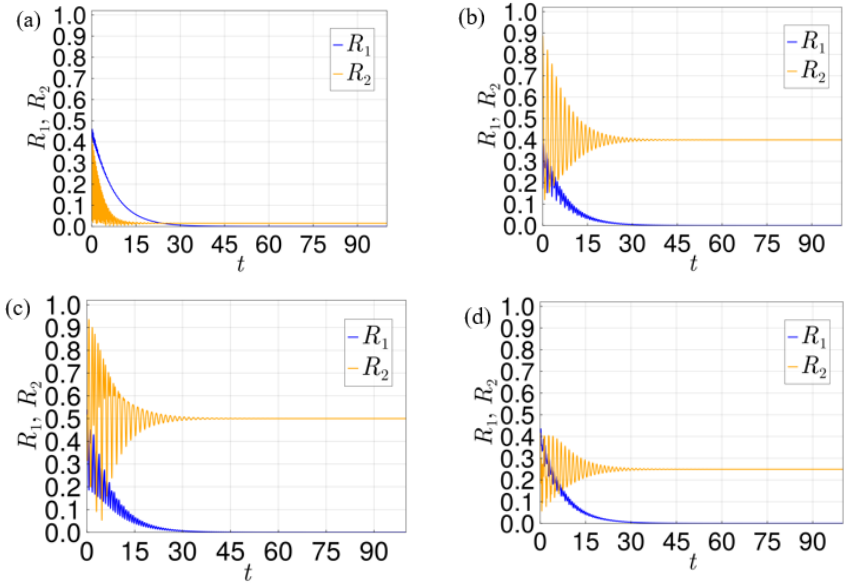


Рис. 2

Введем следующие обозначения. Знак I будет соответствовать противофазному расположению осцилляторов, знак = – равенству расстояний между осцилляторами.

В данной работе под splay state мы понимаем классическое равномерное распределение фаз (структура A). Следуя терминологии [1], такие состояния являются частным случаем 1-splay states – состояний с нулевым первым параметром порядка. Обнаруженные структуры: B («трезубец»), C («циклоп») и D («звезда») также являются 1-splay states ($R_1 = 0$), но характеризуются другими соотношениями фаз.

A. $1 = 1 = 1 = 1 = 1$ – splay state (рис. 1a).

$$\varphi_{j+1} - \varphi_j = \varphi_{j+2} - \varphi_{j+1} = \varphi_{j+3} - \varphi_{j+2} = \varphi_{j+4} - \varphi_{j+3} = \varphi_j - \varphi_{j+4} = \frac{2\pi}{N}. \qquad (4)$$

Эволюция параметров порядка представлена на рис. 2a. Установившиеся значения: $R_1 \approx 7.14004e-12, R_2 \approx 0.01536$.

B. $(1 = 1 = 1)I2$ – «трезубец» (рис. 1b). Три осциллятора образуют группу, где два расположены на равном расстоянии от центрального, фазы двух других осцилляторов совпадают и при этом находятся в противофазе относительно центрального из первой группы.

$$\varphi_4 = -\varphi_1 = -\varphi_2, \varphi_5 - \varphi_4 = \varphi_4 - \varphi_3. \qquad (5)$$

Эволюция параметров порядка представлена на рис. 2b. Установившиеся значения: $R_1 \approx 7.1857e-12, R_2 \approx 0.40009$.

C. $2 = 1 = 2$ – «циклоп» (рис. 1c). Один осциллятор находится между двумя парами синхронизированных осцилляторов на равном расстоянии от каждой.

$$\varphi_1 = \varphi_2, \varphi_5 = \varphi_4, \varphi_3 - \varphi_2 = \varphi_5 - \varphi_3. \quad (6)$$

Эволюция параметров порядка представлена на рис. 2c. Установившиеся значения: $R_1 \approx 6.78295e-12, R_2 \approx 0.49993$.

D. $(1 = 1 = 1)I(1 = 1)$ – «звезда» (рис. 1d). Три осциллятора образуют группу, где два расположены на равном расстоянии от центрального, а два других расположены на равном расстоянии от диаметра, проведенного от центрального осциллятора.

$$|\varphi_1 - \varphi_5| = \varphi_2 - \varphi_1, \varphi_3 - \varphi_2 = \varphi_5 - \varphi_4, \varphi_1 = -(\varphi_4 - \varphi_3)/2. \quad (7)$$

Эволюция параметров порядка представлена на рис. 2d. Установившиеся значения: $R_1 \approx 7.00338e-12, R_2 \approx 0.24917$.

Таким образом, все приведенные параметры порядка с некоторой малой погрешностью повторяют теоретические результаты для известных структур (splay state, «циклоп»). Кроме того, экспериментально установлено значение второго параметра порядка для структуры «трезубец» – $R_2 = 0.4$.

Все обнаруженные конфигурации A-D характеризуются значением первого параметра порядка $R_1 = 0$, что свидетельствует об их принадлежности к 1-splay manifold – многообразию состояний с нулевым первым параметром порядка. Согласно результатам [1], для модели Курамото-Сакагучи линейная устойчивость 1-splay states определяется условием $\cos\alpha < 0$, следовательно, все обнаруженные нами при $\alpha = 1.6$ структуры устойчивы.

Заключение

В работе для ансамбля пяти идентичных фазовых осцилляторов с отталкивающими связями ($\alpha = 1.6$) обнаружены четыре симметричные структуры: splay state, «трезубец», «циклоп», «звезда». Для структуры «трезубец» впервые получено значение второго параметра порядка $R_2 = 0.4$. Показано, что все найденные структуры принадлежат 1-splay manifold ($R_1 \approx 0$).

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (проекты № 23-12-00180-П и № 22-12-00348-П).

[1] Berner R., Yanchuk S., Maistrenko Yu., Schöll E // Chaos: An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science. 2021. Vol. 31. P. 073110.
[2] Sakaguchi H. // Progress of theoretical physics. 1988. Vol. 79, no. 5. P. 1069.
[3] Munyayev O., Bolotov M., Smirnov L., Osipov G., Belykh I. // Physical Review Letters. 2023. Vol. 130, no. 10. P. 107201.

ИМИТАЦИОННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СИНХРОНИЗАЦИИ ИМПУЛЬСНО-СВЯЗАННЫХ НЕЙРОНОВ

Д.В. Чиндарев, Д.И. Большаков, М.А. Мищенко

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В современной нейроморфной электронике актуальной задачей является создание биологически правдоподобных и одновременно простых в аппаратной реализации моделей элементов искусственных нейронных сетей. В связи с этим в данной работе исследуются механизмы синхронизации двух неидентичных нейроноподобных генераторов с однонаправленной импульсной связью, функционирующих в режимах регулярного спайкинга и берстинга, на основе предложенной авторами имитационной модели нейрона [1] на базе системы фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ) в среде Simulink. При этом проведенный сравнительный анализ математического и имитационного подходов позволил построить области синхронизации в параметрическом пространстве, а также подтвердить высокую устойчивость предложенной схемы к аппаратным неидеальностям, что открывает широкие перспективы для её применения в реальных нейроморфных устройствах.

Математическое и имитационное моделирование

Исходная математическая модель нейроноподобного генератора представляет собой феноменологическую систему дифференциальных уравнений третьего порядка, выведенную из общих уравнений цепи фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ) с полосовым фильтром (1). Динамика системы описывается через текущую разность фаз генераторов φ, начальную частотную расстройку γ, выполняющую роль внешнего тока, и параметры инерционности фильтра $(\varepsilon_1, \varepsilon_2)$, задающие динамический режим. Данная модель качественно воспроизводит ключевые режимы активности биологического нейрона (регулярный спайкинг, регулярный и хаотический берстинг), которые в фазовом пространстве системы соответствуют предельным циклам различной кратности.

$$\begin{aligned} \dot{\varphi} &= y, \\ \dot{y} &= z, \\ \varepsilon_1\varepsilon_2\dot{z} &= (\gamma - (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)z - (1 + \varepsilon_1 cos\varphi)y. \end{aligned} \tag{1}$$

Для верификации теоретических результатов в условиях, приближенных к реальной схемотехнике, в среде Simulink была разработана имитационная модель системы (1), блок-схема которой представлена на рис. 1. В отличие от численного решения уравнений, она воспроизводит саму физическую структуру ФАПЧ на основе функциональных блоков: опорного генератора, фавого детектора, полосового фильтра второго порядка и генератора, управляемого напряжением (ГУН). Параметры этих блоков однозначно связаны с коэффициентами математической модели через линейные масштабирующие соотношения. Имитационный подход позволяет оценить устойчивость

системы к аппаратным неидеальностям, таким как эффекты квантования, фиксированный шаг дискретизации и высокочастотные помехи. Моделирование в Simulink подтвердило сохранение качественной структуры режимов активности (рис. 2), что указывает на высокую устойчивость архитектуры при её потенциальной интеграции в нейроморфную электронику.

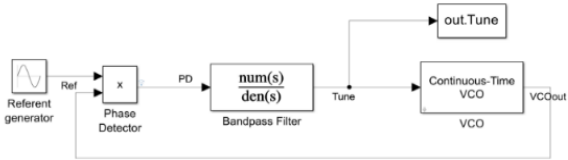


Рис. 1

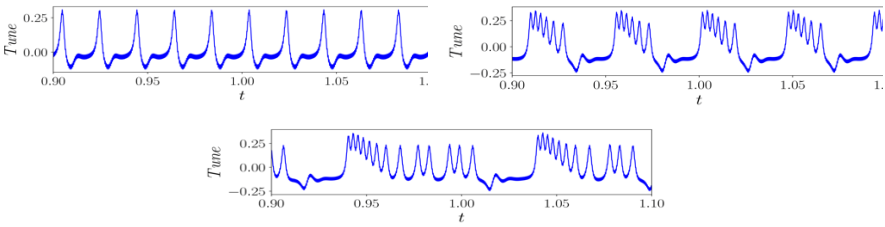


Рис. 2

Модель взаимодействия двух нейронов

Для исследования коллективной динамики разработана математическая модель системы из двух неидентичных ФАПЧ-нейронов, связанных однонаправленно. Математически взаимодействие описывается связанной системой дифференциальных уравнений, где в уравнение для ведомого нейрона вводится член синаптического тока I_{syn}. Данный ток рассчитывается через сигмоидальную функцию активации, зависящую от состояния ведущего нейрона y_1, порогового значения θ_{syn} и параметра крутизны k_{syn}. Величина воздействия определяется коэффициентом связи d и разностью $(y_{syn} - y_2)$, где y_{syn} задает реверсивную частоту синапса.

$$\begin{aligned} \dot{\varphi_1} &= y_1, \dot{y_1} = z_1, \\ \varepsilon_{11}\varepsilon_{12}\dot{z_1} &= (\gamma_1 - (\varepsilon_{11}+\varepsilon_{12})z_1 - (1+\varepsilon_{11}cos\varphi_1)y_1, \\ \dot{\varphi_2} &= y_2, \dot{y_2} = z_2, \\ \varepsilon_{21}\varepsilon_{22}\dot{z_2} &= (\gamma_2 - (\varepsilon_{21}+\varepsilon_{22})z_2 - (1+\varepsilon_{21}cos\varphi_2)y_2 + I_{syn}, \\ I_{syn} &= \frac{d(y_{syn} - y_2)}{1 + exp(-\frac{y_1 - \theta_{syn}}{k_{syn}})}. \end{aligned} \tag{2}$$

Имитационное моделирование данной системы в Simulink позволяет исследовать режимы направленной импульсной синхронизации элементов с учетом аппаратных ограничений и особенностей проектирования будущей нейроморфной электроники.

Алгоритм определения синхронизации

Для количественной оценки динамических режимов разработан комплексный подход, сочетающий феноменологический анализ сигналов имитационной модели и бифуркационный анализ исходных дифференциальных уравнений.

В среде Simulink применен пороговый метод детектирования периодов по локальным экстремумам. В спайковом режиме фиксируются межспайковые интервалы (ISI). Для пачечных колебаний (берстинга) выполняется инверсия сигнала относительно горизонтальной оси с последующим детектированием минимумов по фазе глубокой гиперполяризации (межпачечные интервалы, IBI). Критерием синхронизации выступает относительная погрешность рассогласования средних периодов ведущего и ведомого нейронов $r < 1$, установленная с учетом шага дискретизации.

$$\mathrm{r} = \frac{\left|\overline{T_{pre}} - \overline{T_{post}}\right|}{\overline{T_{pre}}} \times 100\% . \qquad (3)$$

Для теоретической верификации результатов применяется бифуркационный анализ системы дифференциальных уравнений с использованием отображения Пуанкаре. Режим синхронизации математически интерпретируется как предельный цикл в фазовом пространстве. Границы областей классической синхронизации определяются через седло-узловые бифуркации предельных циклов, а подобласти обобщенной синхронизации - через бифуркации удвоения периода. Совместное использование численного детектирования экстремумов и качественной теории дифференциальных уравнений обеспечивает взаимную верификацию результатов имитационного и теоретического моделирования.

Основные результаты

Проведено сопоставление данных качественной теории дифференциальных уравнений и численного эксперимента в среде Simulink для двух режимов активности связанных ФАПЧ-нейронов:

Спайковый режим активности (рис. 3). На теоретической бифуркационной диаграмме методами кластеризации межимпульсных интервалов и анализа отображения Пуанкаре определены границы классической синхронизации (седло-узловая бифуркация, изображенная на рисунке сплошной линией) и обобщенной синхронизации (бифуркация удвоения периода, показанная прерывистой линией). Имитационное моделирование в Simulink показало качественное и количественное совпадение с теоретической моделью: в обоих случаях зафиксирована идентичная Х-образная структура областей захвата частоты.

Пачечный режим активности (рис. 4). Вследствие внутренней мультистабильности пачечного режима структура областей синхронизации усложняется, вызывая деформацию центральной Х-образной зоны и выраженный разброс межпачечных интервалов.

Тем не менее, алгоритмы порогового детектирования экстремумов подтвердили сохранение качественной топологии и границ областей устойчивой синхронизации при переходе от математического описания к имитационной модели в Simulink.

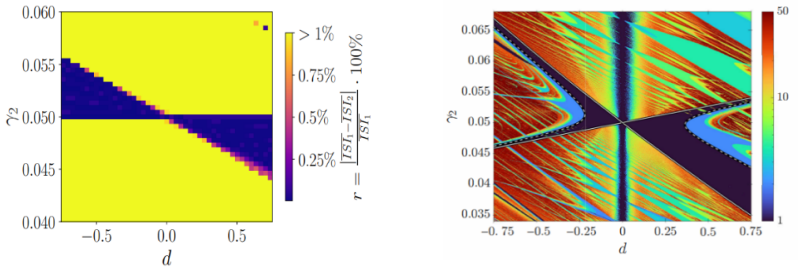


Рис. 3

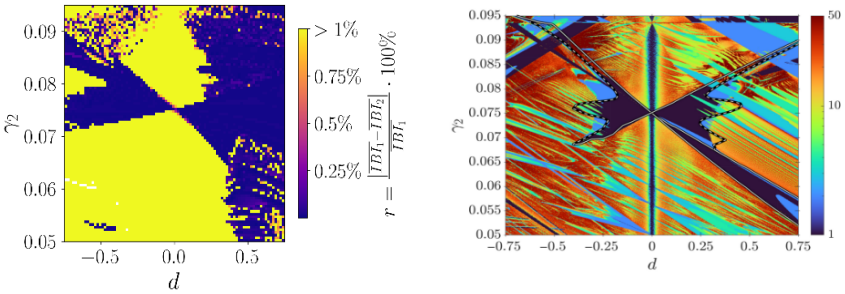


Рис. 4

Полученные результаты демонстрируют высокую точность разработанной имитационной модели и подтверждают применимость предложенной архитектуры связанных ФАПЧ-нейронов для технической реализации.

Публикация выполнена в рамках гранта Программы «Мозг» АНО «Научный центр перспективных междисциплинарных исследований «Идея».

Авторы выражают благодарность В.Г. Рыбину и Е.Е. Копец за полезные дискуссии и советы и предоставленное программное обеспечение.

[1] Мищенко М.А., Шалфеев В.Д., Матросов В.В. // Известия вузов. ПНД. 2012. Т. 20, № 4. С. 122.

ЧЕТЫРЕ СЦЕНАРИЯ ВОЗБУДИМОСТИ И БИФУРКАЦИИ КОРАЗМЕРНОСТИ ДВА В ДВУМЕРНОЙ МОДЕЛИ НЕЙРОНА

В.П. Еремеев, Г.В. Осипов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Переход к генерации спайков – ключевой эффект в динамике нейронов, лежащий в основе их возбудимости и передачи информации. В простых математических моделях, описывающих динамику мембранного потенциала, такие переходы часто связаны с локальными и глобальными бифуркациями [1, 2, 3, 4]. Однако традиционные гладкие полиномиальные или экспоненциальные модели усложняют строгий бифуркационный анализ, вынуждая исследователей использовать преимущественно численные методы.

В настоящей работе предложена новая двумерная модель нейрона с дробно-рациональной нелинейностью и кусочно-линейным переключением. Ее главное математическое преимущество – возможность строгого аналитического вывода уравнений для линий локальных бифуркаций и обнаружение в центральной области фазового пространства режимов коразмерности два. При этом система сохраняет динамическую универсальность и наглядно классифицирует четыре основных сценария перехода к спайковой активности: бифуркацию Андронова-Хопфа, седло-узловую бифуркацию на инвариантной кривой, гомоклиническую бифуркацию и бифуркацию двойного предельного цикла.

Описание системы

Предлагаемая математическая модель имеет вид:

$$\begin{cases} \dot{x} = -\dfrac{2\beta x}{1+\beta x^2} + y \\ \dot{y} = \mu \begin{cases} -x + ky + b, & -2 \le y \le 2 \\ -y - 2, & -x + ky + b < -y - 2 \\ -y + 2, & -x + ky + b > -y + 2 \end{cases} \end{cases},$$

где x и y – переменные, являющиеся аналогами мембранного потенциала нейрона и переменной восстановления соответственно, $\mu \ll 1$ – малый параметр разделения временных шкал, $\beta > 0$ определяет форму изоклины быстрой переменной, а параметры k и b задают наклон и сдвиг линейной части изоклины медленной переменной в центральной области фазового пространства.

В работе исследуется динамика системы в центральной полосе фазового пространства, где определяются основные динамические режимы и бифуркационные переходы между ними. Анализ начинается с аналитического поиска положений равновесия и исследования их устойчивости. Путем построения параметрической диаграммы на плоскости (b, k) выявляются критические значения управляющих параметров, отвечающие за смену устойчивости стационарных состояний и реализацию четырех фундаментальных сценариев нейронной возбудимости.

Бифуркационная диаграмма (b, k)

На рис. 1 показана бифуркационная диаграмма на плоскости параметров (b, k), определяющая границы областей существования стационарных состояний и предельных циклов. На основе аналитических условий равенства нулю следа и определителя матрицы Якоби выделены области G_i с различным числом и типами равновесий, а также обозначены точки бифуркаций коразмерности два.

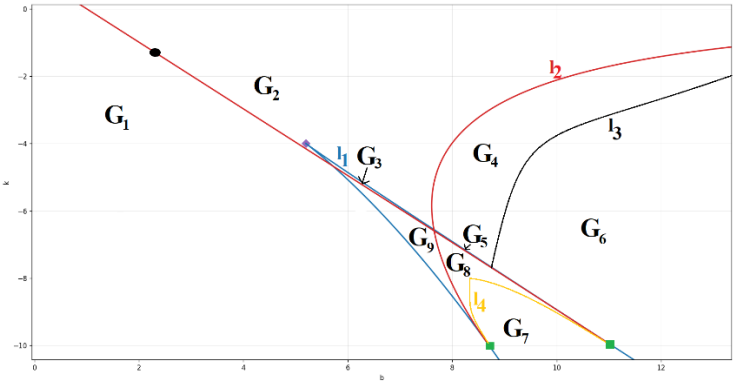


Рис. 1

Переход к автоколебаниям через седло-узловую бифуркацию на инвариантной кривой

На рис. 2 показан процесс слияния и взаимного уничтожения двух состояний равновесия – седла и устойчивого узла. После их исчезновения в фазовом пространстве формируется устойчивый предельный цикл, что переводит динамическую систему из состояния покоя в режим периодической генерации импульсов.

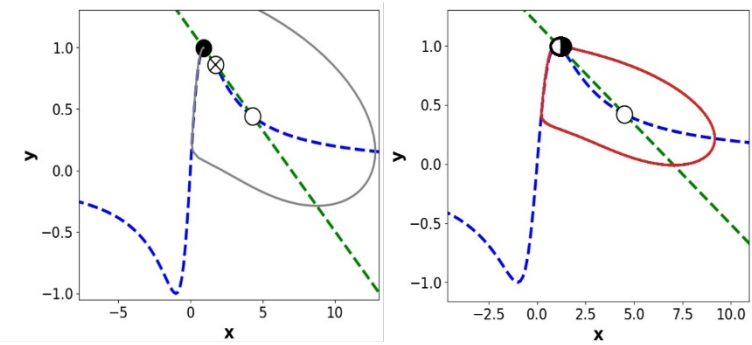


Рис. 2

Возникновение автоколебаний при бифуркации Андронова-Хопфа

При изменении параметров в центральной области реализуется мягкое рождение автоколебаний, стадии которого проиллюстрированы на рис. 3. На левом графике система находится в устойчивом состоянии покоя (фокус). На правом графике, после потери равновесием устойчивости, рождается устойчивый предельный цикл (красный цвет), соответствующий переходу к спайковой активности.

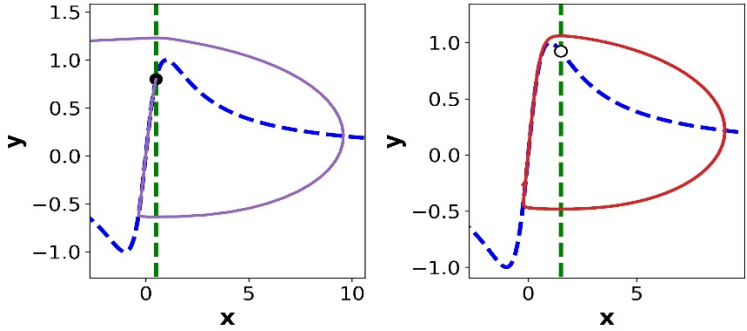


Рис. 3

Перестройка динамики при бифуркации двукратного предельного цикла

Данный сценарий представляет собой глобальную бифуркацию, в результате которой происходит одновременное исчезновение устойчивой и неустойчивой периодических орбит. Этот механизм полностью аналогичен седло-узловой бифуркации положений равновесия, однако реализуется на множестве замкнутых траекторий, определяющих автоколебательные режимы системы. Характерные фазовые портреты для этого случая изображены на рис. 4. В исходном состоянии фазового пространства наблюдается одновременное существование притягивающего и отталкивающего предельных циклов. После прохождения бифуркационного порога данные циклы сливаются и аннигилируют

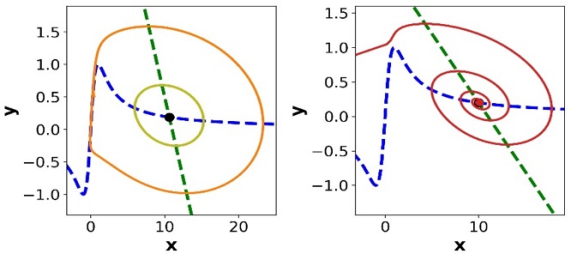


Рис. 4

Гомоклиническая бифуркация

На рис. 5 показан глобальный вариант изменения топологии фазового пространства, при котором периодический режим рождается или уничтожается в момент контакта траектории с седловой стационарной точкой. В процессе изменения управляющих параметров предельный цикл деформируется, его период неограниченно возрастает, и в критической точке орбита трансформируется в гомоклиническую петлю сепаратрисы седла.

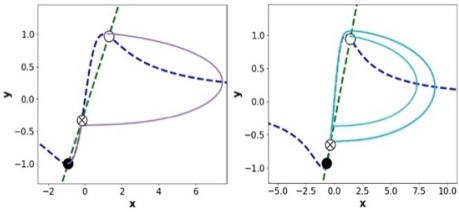


Рис. 5

Заключение

В настоящей работе получены следующие основные результаты:

- Разработана и исследована новая двумерная математическая модель одиночного нейрона с дробно-рациональной нелинейностью, описывающая процессы возбудимости мембранного потенциала.
- Численными методами построена карта параметрического пространства (b, k), на которой размечены области G_i с качественно различными типами динамики и стационарных состояний.
- Проведена полная классификация четырех фундаментальных сценариев генерации спайковой активности, подтвердившая динамическую универсальность предложенной модели.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, проект FSWR-2020-0036 и проект FSWR-2026-0007, Российского научного фонда, проект 22-12-00348-П.

[1] Izhikevich. E.M. Dynamical system in neuroscience: the geometry of excitability and bursting. – Cambridge: MIT, 2007, P. 15.
[2] Некоркин В.И., Дмитричев А.С., Касаткин Д.В., Клиньшов В.В., Кириллов С.Ю., Масленников О.В., Щапин Д.С. // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2018. Т. 26, № 4. С. 5.
[3] Еремеев В.П., Осипов Г.В. // Труды XXVIII научной конференции по радиофизике. – Нижний Новгород: ННГУ, 2024. С. 174.
[4] Еремеев В.П., Осипов Г.В. // Труды XXIX научной конференции по радиофизике. – Нижний Новгород: ННГУ, 2025. С. 146.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ОБУЧЕНИЯ ИМПУЛЬСНОЙ АРХИТЕКТУРЫ COLANET

О.А. Горюнов[1, 2, 3], В.В. Клиньшов[1, 2, 3]

[1] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2] ИПФ РАН
[3] НИУ ВШЭ

Введение

Использование импульсных нейронных сетей (ИмНС) является одним из наиболее перспективных направлений с целью снижения энергопотребления систем искусственного интеллекта. Однако энергоэффективность ИмНС достигается только при их реализации на нейроморфных чипах, реализующих событийно-управляемую парадигму вычислений [1]. Таким образом, необходимо разрабатывать импульсные архитектуры, которые могут быть интегрированы в нейроморфные процессоры, а также правила для их обучения.

Одной из архитектур, в которой обмен информацией происходит за счёт импульсов, является CoLaNET (Columnar Layered Network) [2]. Она была предложена для решения широкого ряда задач классификации. Архитектура состоит из колонок, каждая из которых отвечает за свой целевой класс. В каждой колонке есть некоторое число микроколонок (триплетов нейронов), которые предназначены для реагирования на сильно отличающиеся образы одного класса. Обучение основано на комбинации двух механизмов: дофаминовой и анти-Хеббовской пластичности. Для обеспечения сходимости обучения важно понимать, как следует подбирать гиперпараметры данной архитектуры. Однако изучение динамики CoLaNET является сложной задачей, поэтому мы рассмотрели её упрощенный алгоритм обучения одной колонки [3], который сохраняет логику обучения, но абстрагируется от полной импульсной динамики. В результате работы была построена аналитическая теория, описывающая процесс обучения упрощенной модели для задачи классификации действительных чисел. Полученные теоретические оценки на число микроколонок и кривую обучения хорошо согласуются с численными экспериментами как для упрощенной, так и для полной модели CoLaNET.

CoLaNET и упрощенная модель

Архитектура CoLaNET имеет колончато-слоистую структуру (см. рис. 1), где каждая колонка отвечает за свой целевой класс, при этом функционально разные нейроны организованы в виде слоёв. Внутри колонок есть некоторое число микроколонок (триплетов нейронов), предназначенных для распознавания сильно отличных образов внутри одного класса. Обучаются только связи между входными и L-нейронами. Для этого вводятся два механизма синаптической пластичности: дофаминовое правило, за счёт которого происходит усиление связей, и анти-Хеббовское, за счёт которого происходит подавление связей для предотвращения ложного срабатывания. Важно отметить, что правила пластичности применяются не к самому весу w, а к так называемому синаптическому ресурсу W, при этом суммарный синаптический ресурс нейрона сохраняется. Данное правило вводится для предотвращения переобучения модели.

Упрощенный алгоритм обучения одной колонки абстрагируется от спайковой динамики. В нём триплеты объединяются в единые выходные нейроны, которые создаются динамически в процессе обучения, формируя полносвязную сеть. Кодирование входной активности осуществляется n нейронами, активность которых задаётся числом сгенерированных импульсов m_i в данную итерацию обучения. При этом мембранный потенциал определяется просто как скалярное произведение: $U_j = \sum w_{ij} m_i$. Алгоритм имитирует работу исходных правил обучения полной архитектуры CoLaNET. При предъявлении целевого образа сеть либо создает новый классифицирующий нейрон (если реакция отсутствует и $U_j \leq 0$ для всех j), либо усиливает связи (если $U_j > 0$, но при этом $U_j < \theta$). В случае ошибочного срабатывания на сторонний образ (если $U_j > \theta$), активные синапсы подавляются.

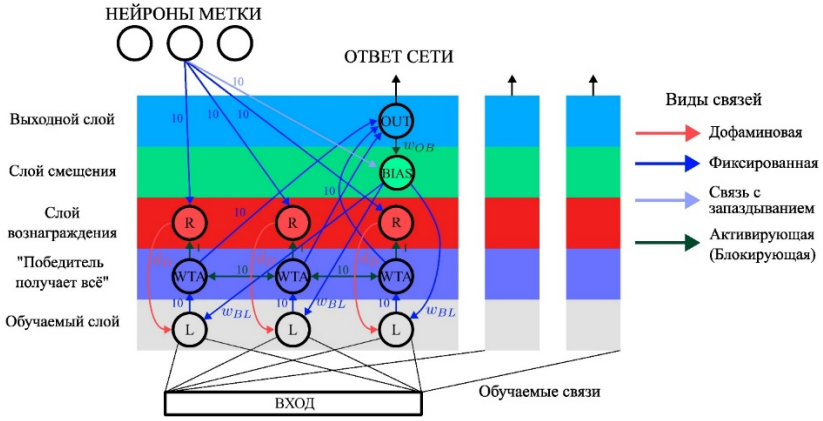


Рис. 1

Анализ динамики обучения упрощенной модели CoLaNET

При построении аналитической теории была рассмотрена одномерная задача бинарной классификации: определение принадлежности случайно сгенерированного числа из интервала $[0,1]$ целевому отрезку $[a, b]$, где $0 < a < b < 1$. Кодирование входной активности осуществлялось методом гауссовых рецептивных полей. Согласно данному методу, вероятность срабатывания нейрона пропорциональна значению его нормальной функции для данного примера. Итоговое количество сгенерированных спайков m_i определяется в результате Пуассоновского процесса с соответствующей вероятностью в течение временного окна T_p.

Численные эксперименты с упрощенной моделью показали, что специализация классифицирующих нейронов происходит на ранних этапах обучения. Их рецептивные поля (области с наибольшей положительной связью) быстро стабилизируются по ширине. Кроме того, профили веса выходных нейронов имеют колоколообразную форму.

Введём длину целевого отрезка $L = (b - a)$ и величину l, которая определяет область активных нейронов, кодирующих входной пример. Мы оценили наиболее вероятное число классифицирующих нейронов, возникших в процессе обучения, как среднее между максимально и минимально возможным числом микроколонок:

$$N = \frac{L}{2l}. \quad (1)$$

Несмотря на свою простоту, эта оценка хорошо согласуется с результатами численного эксперимента с упрощенной моделью. На рис. 2 точками показано экспериментально полученное наиболее вероятное число микроколонок, возникших после 1000 экспериментов, пунктиром – теоретическая оценка (1).

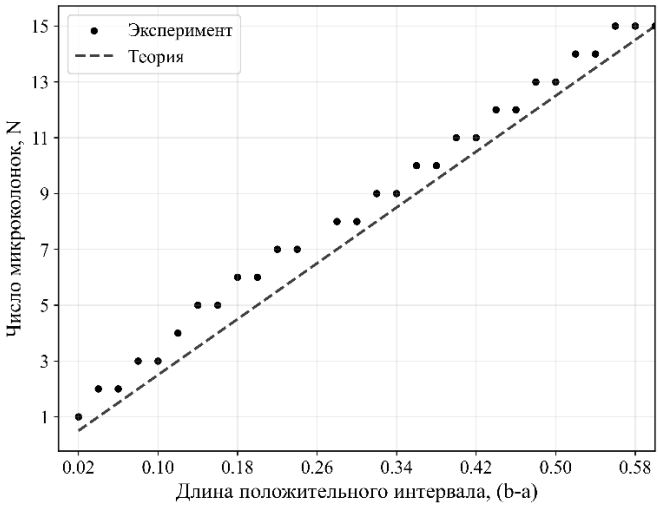


Рис. 2

Другим важным результатом является то, что нам удалось получить аналитическую оценку на кривую обучения. Аппроксимируя профиль синаптического веса нормальной функцией, мы исследовали эволюцию веса в центре распределения $w_c(t)$. В начале обучения вес растёт при каждом попадании примера в рецептивное поле микроколонки. Этот процесс длится до тех пор, пока выходной нейрон не начнёт реагировать на примеры из центра рецептивного поля. После этого формируется область реагирования l_f, которая зависит от текущего веса $w_c(t)$, и процесс обучения замедляется. Нам удалось получить аналитическое выражение для времени t_0, при котором классифицирующие нейроны начинают реагировать на примеры из центра распределения, а также зависимость области реагирования l_f от времени при $t > t_0$. Поскольку итоговая точность классификации напрямую определяется l_f, найденная временная зависимость позволяет аналитически описать кривую обучения. Подробный вывод аналитических оценок для обучения упрощенной модели представлен в [4].

На рис. 3 приведены зависимости кривых обучения: синим – для упрощенной модели, красным – для полной модели CoLaNET, пунктиром – теоретическая оценка. По графикам видно, что наша оценка хорошо согласуется с результатами численных экспериментов как для упрощенной, так и для полной модели CoLaNET.

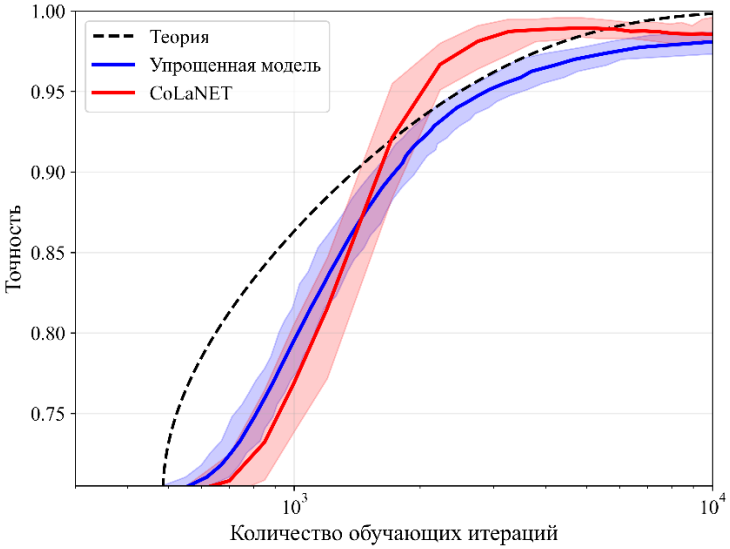


Рис. 3

Заключение

На основании данной работы можно сделать вывод, что упрощенная модель успешно воспроизводит ключевые принципы обучения полной архитектуры CoLaNET. Разработанная теория позволяет предсказывать итоговое количество классифицирующих нейронов и необходимое время обучения для заданного уровня точности. Данный подход закладывает основу для использования упрощенных моделей при предварительной оценке гиперпараметров, что существенно сэкономит вычислительные ресурсы при финальной оптимизации сложных импульсных архитектур.

[1] Ivanov D. et al. // Frontiers in Neuroscience. 2022. Vol. 16. P. 959626.
[2] Kiselev M. // arXiv preprint arXiv:2409.01230. 2024.
[3] Kiselev M // arXiv preprint arXiv:2503.17111. 2025.
[4] Goryunov O.A. et al. // Chaos, Solitons & Fractals. 2026. Vol. 203. P. 117663.

ОБУЧЕНИЕ СПАЙКОВЫХ НЕЙРОННЫХ СЕТЕЙ С ВРЕМЕННЫМ КОДИРОВАНИЕМ ДАННЫХ

Т.А. Камионко, М.А. Мищенко, Н.С. Ковалева

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Исследование процессов обучения в спайковых нейронных сетях с временным кодированием данных на сегодняшний день является актуальным для разработки энергоэффективных нейроморфных вычислительных устройств. Спайковые нейронные сети обладают способностью кодировать информацию во временах возникновения импульсов. Это особенно важно при обработке временных последовательностей, а также позволяет обрабатывать данные в режиме реального времени. Временное кодирование обеспечивает значительно большую пропускную способность данных, чем частотное кодирование, что дает спайковым нейронным сетям преимущество в энергоэффективности по сравнению с искусственными нейронными сетями [1, 2].

В спайковых нейронных сетях обучение реализуется благодаря нелинейным пластичным связям. Правило STDP является наиболее известной моделью связей, в котором сила связи между нейронами изменяется в зависимости от точных временных соотношений между пресинаптическими и постсинаптическими импульсами [3, 4].

В данной работе исследуются условия обучения в спайковой нейронной сети с временным кодированием данных и моделью пластичности связей STDP. В качестве модели нейрона используется модель нейрона-порогового интегратора. Модель описывается уравнением (1):

$$\tau_m \dot{V}_i = V_r - V_i + I_i^{(rec)}(t), \quad (1)$$

где i – номер нейрона, V – мембранный потенциал, τ_{m} – постоянная времени мембраны, рекуррентный ток $I_{\mathrm{i}}^{(rec)}(t)$ – сумма постсинаптического тока от всех других нейронов, связанных с нейроном i. Если накопленный потенциал достигает порогового значения θ, нейрон генерирует импульс и его потенциал уменьшается до базового уровня $V_{\mathrm{r.}}$. Рекуррентный ток описывается уравнением (2):

$$I_i^{(rec)}(t) = \sum_{j=1}^{N} g_{ij}\omega_{ij}y_j(t), \quad (2)$$

где g – масштабирующий коэффициент, ω – вес связи, y – выходной синаптический ток, i и j – пост- и пресинаптический нейроны соответственно. Выходной сигнал нейрона описывается уравнением (3):

$$\frac{dy_j}{dt} = -\frac{y_j}{\tau_y} + \delta\left(t - t_{sp}\right), \quad (3)$$

где $j = 1$, N– номер пресинаптического нейрона, t_{sp} – время последовательных пресинаптических импульсов, параметр τ_{y} – константа времени релаксации, y – локальная переменная. Правило STDP описывается уравнениями (4) [3, 4]:

$$\frac{ds_i}{dt} = -\frac{s_i}{\tau_s} + \sum_i \delta(t - t_i)$$
$$\frac{ds_j}{dt} = -\frac{s_j}{\tau_s} + \sum_j \delta(t - t_j) \quad (4)$$
$$\frac{d\omega_{ij}}{dt} = [(1 - \omega_{ij}) s_j \delta(t - t_i) - \alpha \omega_{ij} s_i \delta(t - t_j)$$

где s_i и s_j – переменные, отслеживающие спайки на i и j нейроне, τ_s – характерное время затухания, λ – скорость обучения, α – параметр асимметрии, τ_{ij} – время задержки нервного импульса при переходе с пресинаптического нейрона на постсинаптический.

Известно, что спайковый нейрон способен детектировать временные паттерны активности после обучения за счет самоорганизации связей, описываемых STDP, при этом распознавать временные паттерны среди шума [5-7]. Обучение представляет собой периодическое воздействие временного паттерна активности на постсинаптических нейрон. Параметры сети настраиваются таким образом, чтобы по завершению обучения за счет изменения весов связи нейрон генерировал отклик один раз в начале паттерна, тем самым детектируя его начало.

В данной работе спайковая нейронная сеть была обучена детектировать временной паттерн активности, который представляет собой генерацию импульсов на пресинаптических нейронах с равномерно распределенной случайной задержкой времени спайков относительно начала паттерна, при этом каждый пресинаптический нейрон генерирует импульс один раз в течение паттерна. Получена вероятность успешного обучения в зависимости от ширины паттерна и коэффициента связи между нейронами (см. рис. 1).

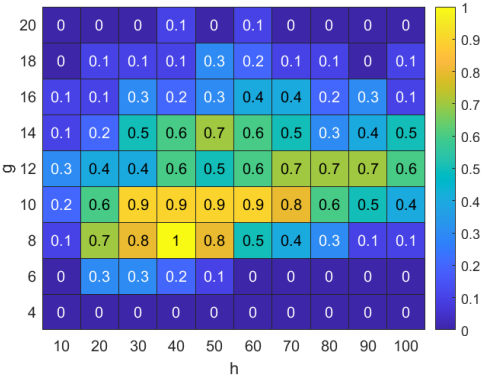


Рис. 1

Моделируемая нейронная сеть состоит из 10 пресинаптических и одного постсинаптического нейронов, связанных однонаправленно. Для фиксированных значений

ширины паттерна h и коэффициента связи g проведено обучение сети с 10 различными реализациями паттерна, w_0= 0.5, τ_s = 10 мс, λ = 0.01, α = 5. В случае успешного обучения результатом является 1, в обратном случае – 0. Для фиксированных значений h и g результаты обучения усредняются по 10 реализациям, полученное среднее значение соответствует вероятности успешного обучения. На рис. 1 представлена зависимость вероятности успешного обучения от параметров h и g.

Как видно на рис. 1, существует диапазон значений параметров, при котором обучение наиболее вероятно, при этом существуют значения параметров, при котором вероятность равна 1. Таким образом, для решения задач классификации с временным кодированием данных существует область параметров сети, обеспечивающих стабильное обучение. При этом для успешного обучения одним из ключевых условий является баланс значений параметров ширины предъявляемого временного паттерна и коэффициента связи между пре- и постсинаптическими нейронами.

Также рассмотрена задача классификации 9 пиксельных изображений, которые содержат горизонтальные и вертикальные полосы (см рис. 2).

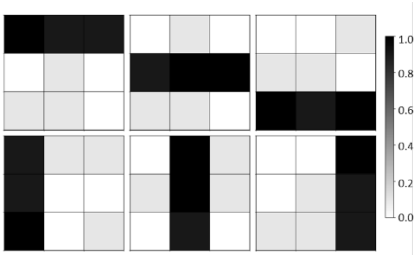


Рис. 2

Интенсивность пикселей генерируется случайном образом в определенных диапазонах: у темных пикселей, из которых состоят полосы, интенсивность распределена в диапазоне от 0.9 до 1, у остальных пикселей – от 0 до 0.1

Применен простой алгоритм временного кодирования, в котором каждый пиксель кодирует 1 нейрон. Каждое изображение кодируется в виде временного паттерна активности, представляющего собой возникновение спайков на 9 пресинаптических нейронах с временной задержкой относительно начала паттерна, соответствующей интенсивности пикселя. Интенсивность пикселя конвертируется во время возникновения спайка на соответствующем пресинаптическом нейроне по формуле (5).

$$t_k = h - h * I_k, \tag{5}$$

где t_k – время спайка k-го нейрона, h – ширина паттерна, I_k – интенсивность k-го пикселя.

Рассмотрены 6 классов изображений: горизонтальные полосы (сверху, по середине, снизу) и вертикальные полосы (слева, посередине, справа). Спайковая нейронная сеть была обучена распознавать паттерны определенного класса. Внутри одного класса картинки отличаются между собой интенсивностью пикселя. При обучении

предъявлялись временные паттерны, кодирующие изображения, принадлежащие к классу с горизонтальными полосами по середине. 10 изображений в виде временных паттернов из одного класса воздействовали на нейрон последовательно, каждая в течение 100 с.

Для тестирования был сгенерирован тестовый набор изображений из различных классов. На рис. 3 показано изменение V постсинаптического нейрона относительно начала различных предъявляемых тестовых паттернов.

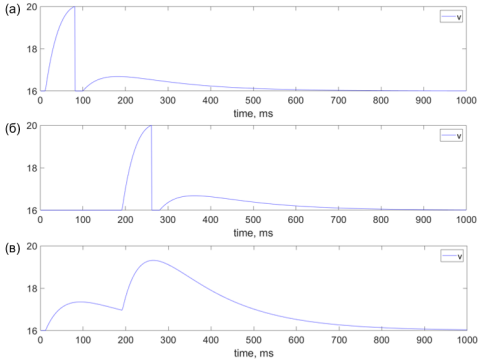


Рис. 3

На изображение с горизонтальной полосой нейрон генерирует отклик в начале предъявления (см. рис. 3а), на изображения с горизонтальными полосами из других классов (сверху и снизу) – генерирует отклик с задержкой (см рис. 3б), на изображения с вертикальными полосами нейрон не генерирует отклик (см рис. 3в). В ходе моделирования выявлено, что на успешность обучения в данной задаче влияет баланс значений параметров ширины кодирующего временного паттерна h и коэффициента связи g между пре- и постсинаптическими нейронами.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект № FSWR-2026-0017).

[1] Yi Z. et al. // Neurocomputing. 2023. Vol. 531. P. 163.
[2] Yamazaki K., Vo-Ho V.K., Bulsara D., Le N. // Brain sciences. 2022. Vol. 12. P. 863.
[3] Song S., Miller K.D., Abbott L.F. // Nature neuroscience. 2000. Vol. 3, no. 9. P. 919.
[4] Morrison A., Diesmann M., Gerstner W. Phenomenological models of synaptic plasticity based on spike timing // Biological cybernetics. 2008. Vol. 98. P. 459.
[5] Masquelier T., Guyonneau R., Thorpe S. J. // PloS one. 2008. Vol. 3, no. 1. P. e1377.
[6] Lobov S.A. et al. //Sensors. 2020. Vol. 20, no. 2. P. 500.
[7] Sboev A. et al. // Mathematical Methods in the Applied Sciences. 2020. Vol. 43, no. 13. P. 7802.

РОТОБРИЗЕРНЫЕ ЦИКЛОПНЫЕ РЕЖИМЫ В СИСТЕМЕ ГЛОБАЛЬНО СВЯЗАННЫХ ФАЗОВЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ С ИНЕРЦИЕЙ

М.М. Хамков, М.И. Болотов, Л.А. Смирнов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Ансамбли фазовых осцилляторов являются фундаментальной моделью для описания коллективного поведения в системах, состоящих из большого числа элементов, — от нейронных до энергетических сетей. Модель Курамото–Сакагучи с инерцией может демонстрировать сложные варианты синхронного поведения, включая циклопные состояния, характеризующиеся сосуществованием двух когерентных кластеров и уединённого осциллятора. В данной работе исследуется возникновение и устойчивость ротобризерных циклопных режимов, при которых два кластера совершают вращение относительно уединённого элемента под воздействием связи, содержащей старшие гармоники [1].

Рассматривается ансамбль из N глобально связанных фазовых осцилляторов с инерцией μ и бигармонической функцией связи:

$$\mu\ddot{\theta}_k + \dot{\theta}_k = \omega + \frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N}\sum_{q=1}^{2}\varepsilon_q sin\left[q(\theta_n - \theta_k) - \alpha_q\right], \qquad (1)$$

где θ_k – фаза k-го осциллятора ($k = 1, 2, \dots, N$), ω – собственная частота, α_q – фазовый сдвиг q-й гармоники связи, ε_q – амплитуда q-й гармоники. Степень синхронизации количественно характеризуется параметрами порядка R_q, определяемыми как:

$$R_q = \frac{1}{N}\sum_{m=1}^{N} e^{iq\theta_m} = r_q e^{i\psi_q}, \qquad (2)$$

где значение $r_1 = 1$ соответствует полной фазовой синхронизации, а высокое значение параметра r_2 означает, что система стремится к двухкластерному противофазному разделению. Для отталкивающей первой гармоники и нечётного N в системе формируется устойчивый ротобризерный циклопный режим [2]. Для ротобризерного режима межкластерные фазовые отстройки $x(t)$ и $y(t)$ демонстрируют неограниченный рост (убывание), то есть фазы двух кластеров вращаются относительно одиночного осциллятора (см. рис. 1).

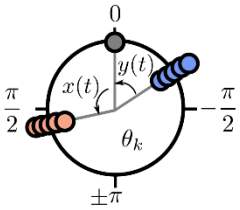


Рис. 1

Динамика разностей фаз $x(t)$ и $y(t)$ описывается системой:

$$\mu\ddot{x} + \dot{x} = \sum_{q=1}^{2} \frac{\varepsilon_q}{N}\Big[sin\,\alpha_q - sin\big(qx + \alpha_q\big) - \frac{N-1}{2}\big[sin\big(qx - \alpha_q\big) + sin\big(qy - \alpha_q\big) + sin\big(\alpha_q\big) + sin\big(q(x-y) + \alpha_q\big)\big]\Big]$$

$$\mu\ddot{y} + \dot{y} = \sum_{q=1}^{2} \frac{\varepsilon_q}{N}\Big[sin\,\alpha_q - sin\big(qy + \alpha_q\big) - \frac{N-1}{2}\big[sin\big(qx - \alpha_q\big) + sin\big(qy - \alpha_q\big) + sin\big(\alpha_q\big) + sin\big(q(y-x) + \alpha_q\big)\big]\Big]. \quad (3)$$

Поиск периодических вращательных траекторий на цилиндре в системе (3), соответствующих ротобризерным циклопным режимам системы (1), осуществлялся численно с использованием итерационного алгоритма Ньютона-Рафсона. Линейная устойчивость найденных ротобризерных режимов определялась на основе анализа Флоке путем линеаризации редуцированной системы (3) и вычисления собственных чисел соответствующей матрицы монодромии.

В ходе исследования была построена карта режимов в пространстве параметров второй гармоники связи (амплитуды ε_2 и фазового сдвига α_2) при фиксированных параметрах: $N = 11,\ \mu = 1,\ \alpha_1 = 1.7,\ \varepsilon_1 = 1$, представленная на рис. 2. Выявлено, что граница области существования ротобризерных циклопных режимов определяется гомоклинической бифуркацией предельного цикла (кривая с крестообразными маркерами).

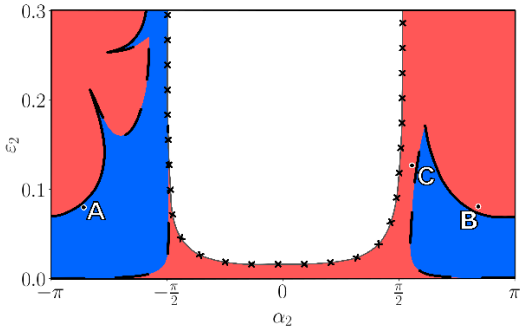


Рис. 2

В результате анализа были установлены два фундаментальных сценария развития неустойчивости ротобризерных циклопов. Первый сценарий реализуется при переходе максимального мультипликатора Флоке через значение $\lambda_{max} = -1$ (непрерывные

чёрные кривые на рисунке 2). Данная потеря устойчивости приводит к бифуркации удвоения периода вращательного движения. В результате формируется устойчивый многокластерный ротобризерный квазициклопный режим, в котором первоначальные кластеры расщепляются, совершая периодические вращения относительно уединенного элемента с удвоенным периодом. Второй сценарий дестабилизации наблюдается при переходе мультипликатора Флоке через значение $\lambda_{max} = 1$ (пунктирные чёрные кривые на рисунке 2). Этот переход вызывает полное разрушение исходной ротобризерной конфигурации. Система выходит на сложную переключательную динамику, при которой уединенный элемент периодически синхронизируется с одной из когерентных групп, дестабилизируя другой элемент ансамбля, который, в свою очередь, становится новым уединенным осциллятором.

Дополнительно был проведен статистический анализ вероятности реализации динамических режимов при выборе случайных начальных условий из равномерного распределения (см. рис. 3). Анализ проводился для фиксированных значений ε_2 (a) 0.15, (b) 0.1, (c) 0.05, (d) 0.01, остальные параметры: $N = 11$, $\mu = 1$, $\alpha_1 = 1.7$, $\varepsilon_1 = 1$. Результаты подтвердили доминирующую роль нестационарных циклопных состояний в фазовом пространстве.

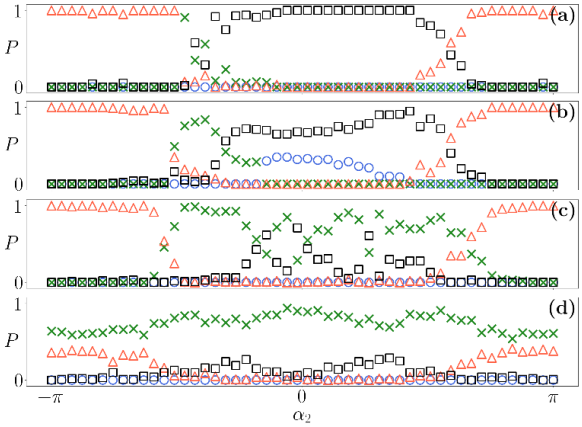


Рис. 3

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, проект FSWR-2026-0007.

[1] Munyayev V.O., Bolotov M.I., Smirnov L.A., Osipov G.V., Belykh I. // Phys. Rev. Lett. 2023. Vol. 130. P. 107201.
[2] Bolotov M.I., Munyayev V.O., Smirnov L.A., Osipov G.V., Belykh I. // Phys. Rev. E. 2024. Vol. 109. P. 054202.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПАРАМЕТРОВ СОБЫТИЙНОГО ПОТОКА DVS-КАМЕРЫ НА ДИНАМИКУ СПАЙКОВОЙ НЕЙРОННОЙ СЕТИ В ЗАДАЧЕ КЛАССИФИКАЦИИ ДВИЖУЩИХСЯ РУКОПИСНЫХ ЦИФР

Р.А. Кононов[1, 2], О.В. Масленников[1, 2]

[1] ИПФ РАН
[2] ННГУ им. Н.И. Лобачевского

DVS-камеры представляют собой естественный источник данных в спайковом представлении, функционирующий по принципам, аналогичным работе сетчатки глаза. Каждый пиксель такой камеры генерирует кратковременный импульс в момент значительного изменения фототока, причём полярность импульса соответствует знаку этого изменения. Выходные данные DVS-камеры представляют собой разреженный во времени поток спайков, что обеспечивает существенно более компактное представление информации по сравнению с традиционным видеорядом.[1]

Особый интерес DVS-камеры представляют в контексте последующей обработки данных спайковыми нейронными сетями. В рамках настоящей работы DVS-сенсор эмулировался с помощью следующей модели:

$$\begin{gathered} L_t = ln(I_t(1+\xi_t^m)+\xi_t^a), \xi_t^m, \xi_t^a \sim \mathcal{N}(0,\sigma^2) \\ D_t = L_t - T_{t-1} \\ s_t = \begin{cases} sign(D_t), & |D_t| > c \\ 0 \end{cases} \\ T_t = \begin{cases} L_t, & s_t > c \\ T_{t-1} \end{cases}. \end{gathered} \tag{1}$$

где I_t – фототок на пикселе, L_t – логарифм зашумлённого фототока, c – контрастный порог, T_t – опорный логарифмический уровень (память пикселя), $s_t \in \{-1, 0, 1\}$ – событие.

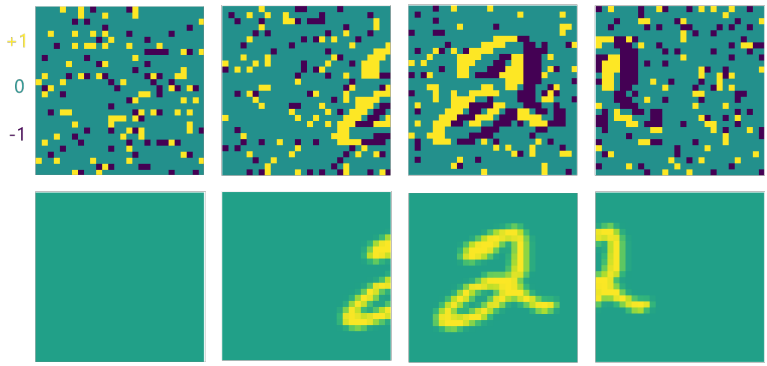


Рис. 1

В рамках работы мы анимировали изображения из набора данных MNIST таким образом, чтобы цифра двигалась в кадре справа налево, после чего обработали полученный видеоряд эмулятором (1). Примеры кадров из полученного событийного потока представлены на рис. 1.

Фоновый шум, возникающий в областях кадра с низкой освещённостью, является характерной особенностью реальных DVS-камер. Мы исследовали свойства этого шума в рамках модели (1). На рис. 2 показаны DVS-кадры, сгенерированные эмулятором в ответ на равномерно освещённые входные кадры, а на рис. 3 — численно рассчитанная вероятность генерации шумового спайка пикселем при различных уровнях освещённости.

Далее мы исследовали влияние фонового шума на способность спайковой нейронной сети на основе AdEx-нейронов [2] распознавать изображения. Использовалась сеть следующей архитектуры:

- свёрточный слой AdEx-нейронов, принимающий спайки непосредственно с DVS-камеры;
- линейное отображение спайков свёрточного слоя на входы нейронов рекуррентного слоя;
- рекуррентный слой из 128 AdEx-нейронов;
- линейное отображение спайков рекуррентного слоя на выход сети.

Для обучения сети применялся оптимизатор Adam с планированием скорости обучения. В качестве суррогатного градиента использовалась сигмоида, в качестве функции потерь — кросс-энтропия.

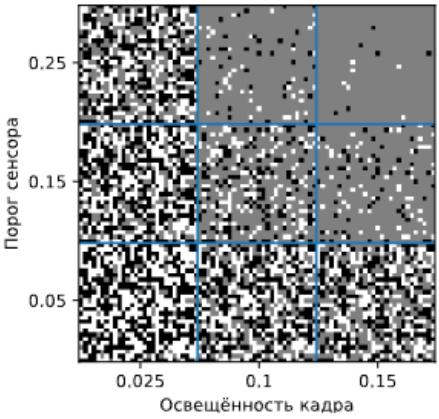


Рис. 2

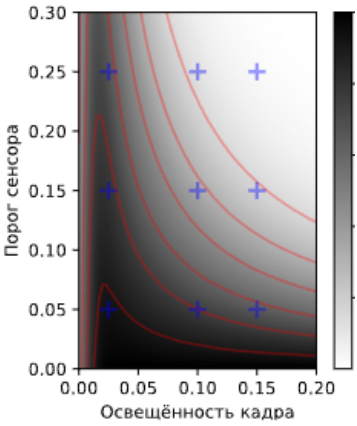


Рис. 3

Мы обучили несколько ансамблей сетей для различных уровней освещённости фона в кадре; внутри каждого ансамбля сети отличались только инициализацией весов.

Затем обученные сети тестировались на валидационной выборке с уровнем освещённости фона, варьируемым в заданном диапазоне. Полученные результаты представлены на рис. 4.

На рис. 4 панели (б, г) содержат те же данные, что и панели (а, в), однако яркость фона пересчитана в вероятность генерации шумового спайка в соответствии с зависимостью, приведённой на рис. 3.

Основной вывод исследования состоит в том, что фоновый шум в обучающей выборке играет роль опорного сигнала для динамики обученной сети. Сети успешно классифицируют цифры только при уровне фонового шума, близком к тому, что присутствовал в обучающей выборке. В частности, сеть, обученная при высоком уровне фонового шума, при его снижении не демонстрирует какой-либо значимой активности.

Синяя кривая, соответствующая освещённости фона 0.2, демонстрирует наибольшую устойчивость к изменению уровня фонового шума. При этом сети, обученные при высоком уровне фонового шума, при его дальнейшем увеличении в некотором диапазоне сохраняют достигнутый уровень активности, что проявляется в виде небольших плато на рис. 4 (в, г).

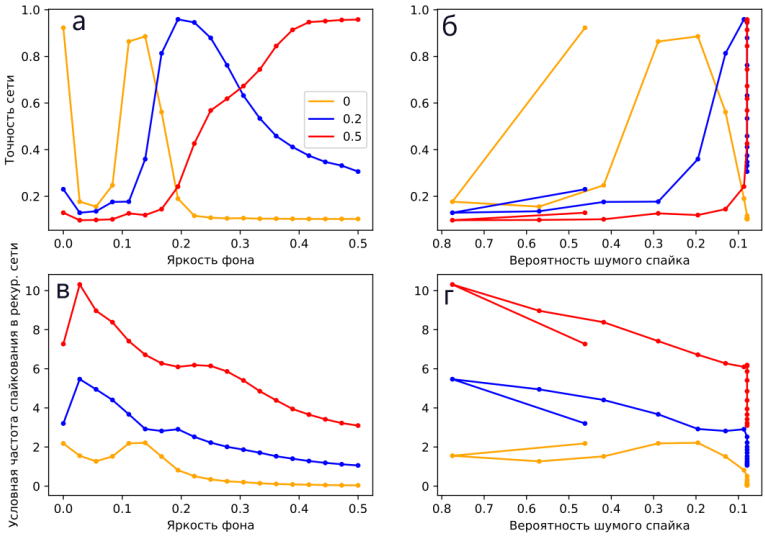


Рис. 4

[1] Gallego G. et al. // IEEE transactions on pattern analysis and machine intelligence. 2020. Vol. 44, no. 1. P. 154.
[2] Brette R., Gerstner W. // Journal of neurophysiology. 2005. Vol. 94, no. 5. P. 3637.

ГЕТЕРОКЛИНИЧЕСКИЕ И ПРЕДЕЛЬНЫЕ ЦИКЛЫ В ДВУМЕРНОЙ МОДЕЛИ ТИПА ЛОТКИ-ВОЛЬТЕРРЫ

А.Г. Коротков, Е.В. Сюндюкова, Е.В. Губина, Г.В. Осипов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Известно, что в классе динамических систем с симметрией наличие гетероклинического цикла является структурно устойчивым явлением по отношению к сохраняющим симметрию возмущениям. Первый пример структурно устойчивого гетероклинического цикла был приведён в работе [1]. В этой работе рассматривалась трёхмерная система.

Кроме систем с симметрией структурно устойчивые гетероклинические циклы являются частым явлением в моделях популяционной динамики [2, 3]. Такие модели вызывают особый интерес, так как в их фазовом пространстве могут существовать не только гетероклинические циклы, но и более сложные структуры – так называемые гетероклинические сети.

В представленной работе приведён пример структурно устойчивого гетероклинического цикла в двумерном фазовом пространстве.

Модель ансамбля

Элемент ансамбля будем моделировать уравнением

$$\dot{\rho} = \rho(\gamma - \rho)(\rho - 1) \tag{1}$$

или

$$\dot{\rho} = \rho(\gamma - \rho)(1 - \rho), \tag{2}$$

где ρ – уровень активности элемента ($0 \le \rho \le 1$), а γ – порог активации элемента ($0 < \gamma < 1$).

Ансамбль из двух элементов моделируется системой

$$\begin{cases} \dot{\rho}_1 = \rho_1(\rho_1 - 1)(\gamma - \rho_1 - \alpha\rho_2) \\ \dot{\rho}_2 = \rho_2(1 - \rho_2)(\gamma - \beta\rho_1 - \rho_2) \end{cases}, \tag{3}$$

где параметры α и β задают силы связей между элементами. Состояние равновесия в нуле является седлом, ранее оно было либо устойчивым узлом, либо неустойчивым узлом. Множество $0 \le \rho_{1,2} \le 1$ является инвариантным.

Система (3) инвариантна относительно преобразования координат, параметров и времени:

$$\begin{cases} \alpha \leftrightarrow \beta \\ \rho_1 \leftrightarrow \rho_2 \\ t \leftrightarrow -t \end{cases}. \tag{4}$$

Из этого следует, что фазовый портрет при значениях параметров $(\alpha, \beta) = (\beta_0, \alpha_0)$ совпадёт с фазовым портретом при значениях параметров $(\alpha, \beta) = (\alpha_0, \beta_0)$после замены переменных $\rho_1 \leftrightarrow \rho_2$ и обращения времени. Следовательно, далее рассмотрен случай $\alpha \le \beta$.

В табл. приведены все состояния равновесия системы (3) и их собственные числа. Для состояния равновесия O_4 собственные числа не приведены, так как они весьма громоздки.

Табл.

Состояния равновесия	Собственные числа	
$O(0,0)$	γ	$-\gamma$
$O_1(1,0)$	$\gamma-\beta$	$\gamma-1$
$O_2(0,1)$	$1-\gamma$	$\alpha-\gamma$
$O_3(1,1)$	$\gamma-\alpha-1$	$\beta-\gamma+1$
$O_4(\frac{\gamma(\alpha-1)}{\alpha\beta-1},\frac{\gamma(\beta-1)}{\alpha\beta-1})$	–	–
$O_5(\gamma,0)$	$\gamma(1-\gamma)$	$\gamma(1-\beta)$
$O_6(0,\gamma)$	$\gamma(\alpha-1)$	$\gamma(\gamma-1)$
$O_7(\gamma-\alpha,1)$	$\beta\gamma-\alpha\beta-\gamma+1$	$(\gamma-\alpha)(\alpha-\gamma+1)$
$O_8(1,\gamma-\beta)$	$\gamma+\alpha\beta-\alpha\gamma-1$	$(\beta-\gamma)(\beta-\gamma+1)$

Бифуркационные диаграммы при различных параметрах γ

На рис. 1 показана бифуркационная диаграмма системы (3) при $\gamma<0$, а именно при $\gamma=-0.4$. Чёрным линиям соответствуют транскритические бифуркации, синей линии – бифуркация Андронова-Хопфа, на зелёной линии рождается гетероклинический цикл, на красной линии система становится обратимой. На рис. 1 показаны бифуркации только тех состояний равновесия, которые лежат во множестве $0\le\rho_{1,2}\le 1$. Данные обозначения применимы и к другим бифуркационным диаграммам, рассмотренным далее.

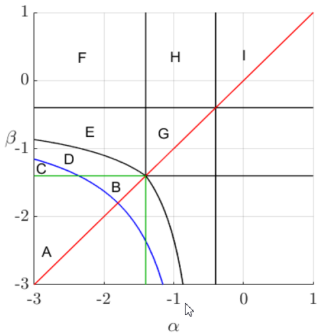


Рис. 1

На рис. 2 показаны примеры фазовых портретов системы (3) при $\gamma=-0.4$. На рис. 2a показана область A, на рис. 2b – область B, на рис. 2c – область C. Здесь и далее на всех фазовых портретах приняты следующие обозначения: красные точки обозначают неустойчивые состояния равновесия, зелёные – устойчивые, синии – седловые, голубые – негрубые; сепаратрисы сёдел показаны зелёным (устойчивые) или красным (неустойчивые) цветами; устойчивым гетероклиническим или предельным циклам

соответствуют зелёные кривые, неустойчивым – красные, гетероклинические траектории, не входящие в гетероклинический цикл, соответствуют голубым линиям.

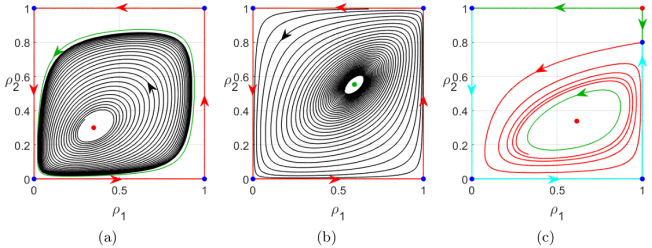


Рис. 2

На рис. 3 показана бифуркационная диаграмма при $\gamma > 1$, а именно при $\gamma = 1.4$.

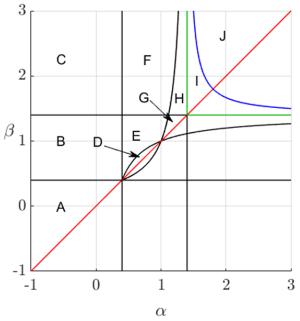


Рис. 3

На рис. 4 показаны примеры фазовых портретов системы (3) при $\gamma = 1.4$. На рис. 4a показана область I, на рис. 4b показана область J.

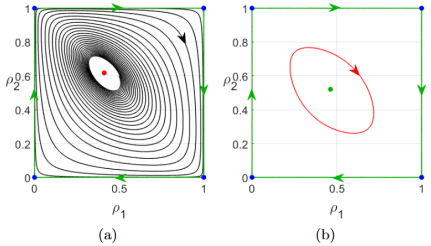


Рис. 4

Устойчивость и неустойчивость рассмотренных гетероклинических циклов, проходящих по сторонам квадрата, была аналитически доказана с помощью условия устойчивости из работы [4].

Заключение

В работе

- Предложена и исследована двумерная динамическая система с тремя параметрами, которая является обобщенной системой типа Лотки-Вольтерры.
- Построены бифуркационные диаграммы на плоскости параметров α и β при $\gamma < 0$ и $\gamma > 1$. Представлены примеры фазовых портретов.
- Доказано, что в случаях $\gamma < 0$и $\gamma > 1$в фазовом пространстве существует гетероклинический цикл, содержащий состояния равновесия в вершинах квадрата $0 \leq \rho_{1,2} \leq 1$. Цикл устойчив или неустойчив в зависимости от того, какое неравенство выполняется: $\alpha < \beta$ или $\alpha > \beta$. Этот цикл структурно устойчив относительно возмущений системы, сохраняющих инвариантными множества $\rho_{1,2} = 0$ и $\rho_{1,2} = 1$.
- Показано, что наряду с гетероклиническим циклом, может также существовать предельный цикл. Определены бифуркации, в результате которых он рождается.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, проект FSWR-2020-0036 и проект FSWR-2026-0007, Российского научного фонда, проект 22-12-00348-П.

[1] Guckenheimer J., Holmes P. // Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society. Cambridge University Press. 1988. Vol. 103. P. 189.
[2] May R. M., Leonard W. J. // SIAM journal on applied mathematics. 1975. Vol. 29, no. 2. P. 243.
[3] Hofbauer J // Equadiff 8. 1994. P. 105.
[4] Afraimovich V. S., Rabinovich M. I., Varona P. // International Journal of Bifurcation and Chaos. 2004. Vol. 14, no. 04. P. 1195.

ФОРМИРОВАНИЕ КЛАСТЕРОВ В РЕКУРРЕНТНОЙ СПАЙКОВОЙ НЕЙРОННОЙ СЕТИ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ВРЕМЕННЫХ ПАТТЕРНОВ АКТИВНОСТИ

Н.С. Ковалева, В.В. Матросов, М.А. Мищенко

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Спайковые нейронные сети являются многообещающей энергоэффективной альтернативой искусственным нейронным сетям благодаря своей богатой динамике, способности обрабатывать пространственно-временные паттерны и низкому энергопотреблению при реализации на нейроморфном оборудовании. Сложные внутренние свойства спайковой нейронной сети, а также различные способы кодирования информации в них порождают разнообразие правил их обучения. Поэтому разработка более биологически правдоподобной и эффективной спайковой нейронной сети по-прежнему остается сложной и актуальной задачей [1-2].

По современным представлениям в нейронауках основным механизмом памяти является формирование определенных архитектур связей. Извлечение информации из памяти происходит путем активации нейронов, объединенных данными архитектурами связей в структуры: популяции или кластеры [3-4]. В данной работе исследуется процесс формирования кластеров под воздействием временных паттернов и слабого внешнего шума. Предлагается новый подход к обучению рекуррентной спайковой нейронной сети, в результате которого формируются кластеры нейронов, активирующиеся в ответ на определенные временные паттерны. Временное кодирование обеспечивает значительно большую пропускную способность данных, чем частотное кодирование, поэтому разработка алгоритмов обучения нейронных сетей с таким типом кодирования информации является особо актуальным [1]. Учет влияния внешнего шума при обучении сети позволяет учесть стохастические процессы при передаче данных в аналоговых системах.

В качестве элемента моделируемой сети используется модель нейрона-порогового интегратора с утечкой. Переменная мембранного потенциала описывается уравнением (1):

$$\tau_m \frac{dV_i}{dt} = V_r - V_i + I_i^{(rec)}(t) + I_i^{(ext)}(t), \qquad (2)$$

где $i = 1, N$ – номер нейрона, τ_m – постоянная времени мембраны, V_r – потенциал сброса, $I_i^{(rec)}$ – рекуррентный ток, $I_i^{(ext)}$ – внешний шум. Рекуррентный ток описывается уравнением (2):

$$I_i^{(rec)}(t) = \sum_{j=1}^{N} g_{ij}\omega_{ij}y_j(t), \qquad (2)$$

где g – масштабирующий коэффициент, ω – вес связи, y – выходной синаптический ток, i и j – пост- и пресинаптический нейроны соответственно. Динамика синаптического выходного тока описывается уравнением (3):

$$\frac{dy_j}{dt} = -\frac{y_j}{\tau_y} + \sum_{t_{sp}} \delta\left(t - t_{sp}\right), \tag{3}$$

где y – локальная переменная, τ_y – постоянная времени, δ – дельта-функция. Уравнения, описывающие синаптический вес ω_{ij}, который регулируется STDP, аналогичны уравнениям, представленным в работах [5, 6]:

$$\begin{aligned} \frac{ds_i}{dt} &= -\frac{s_i}{\tau_s} + \sum_i \delta(t - t_i) \\ \frac{ds_j}{dt} &= -\frac{s_j}{\tau_s} + \sum_j \delta(t - t_j) \\ \frac{d\omega_{ij}}{dt} &= \left[\left(1 - \omega_{ij}\right) s_j \delta(t - t_i) - \alpha \omega_{ij} s_i \delta\left(t - t_j\right)\right. \end{aligned} , \tag{5}$$

где s_i и s_j – переменные, отслеживающие импульсы на постсинаптическом и пресинаптическом нейроне, τ_s – характерное время спада локальных переменных, λ – скорость обучения, α – параметр асимметрии. Внешние токи моделируются как гауссовский белый шум:

$$I_i^{(ext)}(t) = \mu_{ext} + \sigma_{ext}\eta_i(t) \tag{7}$$

при $\langle \eta_i(t) \rangle = 0$, $\langle \eta_i(t)\, \eta_j(t') \rangle = \delta_{ij}\delta(t - t')$, так что μ_{ext} и σ_{ext}^2 являются соответственно средним значением и дисперсией внешних токов.

При настроенных параметрах проведено обучение рекуррентной спайковой нейронной сети, в результате которого формируются кластеры нейронов, активирующиеся в ответ на определенные паттерны. Моделируемая сеть состоит из двух слоев: 10 нейронов во входном слое и 25 нейронов в рекуррентном полносвязном обучаемом слое, среди которых 20 возбуждающих нейронов и 5 тормозных. Связи между входным и обучаемым слоем однонаправленные, в обучаемом слое – двунаправленные. Взаимосвязь между тормозными и возбуждающими нейронами обеспечивает конкуренцию среди возбуждающих нейронов и сформированных кластеров после обучения и препятствует неограниченному нарастанию активности в сети. В начале обучения на первую группу из 10 возбуждающих нейронов обучаемого слоя воздействует временной паттерн активности с частотой воздействия γ_{pat}=10 Гц, который представляет собой последовательный порядок спайков на пресинаптических нейронах с фиксированной временной задержкой между преспайками dt=10 мс. По мере предъявления паттерна нейроны группы активируются, веса связи между нейронами в группе увеличиваются и устанавливаются, что приводит к формированию первого кластера (см. рис. 1). Также в процессе обучения происходит увеличение связей между нейронами входного слоя, генерирующими первые импульсы паттерна и нейронами формирующегося кластера (см. рис. 2) благодаря процессам самоорганизации [7].

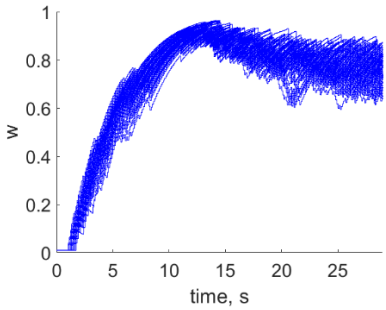


Рис. 1

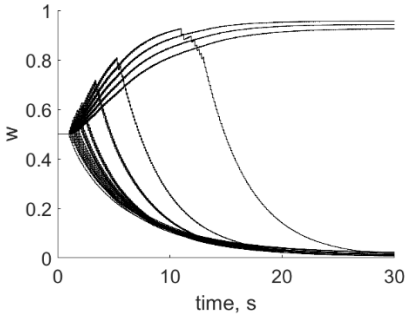


Рис. 2

Второй кластер формируется аналогично за счет воздействия временного паттерна с противоположным порядком спайков на вторую группу из 10 нейронов. Результат тестирования представлен на рис. 3, где точками показано возникновения спайков на определенных нейронах, зеленым цветом – на нейронах входного слоя, синим – на возбуждающих нейронах, красным – на тормозных нейронах. На рис. 3 1-10 – нейроны входного слоя, 11-20 – нейроны первого сформированного кластера, 21-30 – нейроны второго сформированного кластера, остальные нейроны – тормозные.

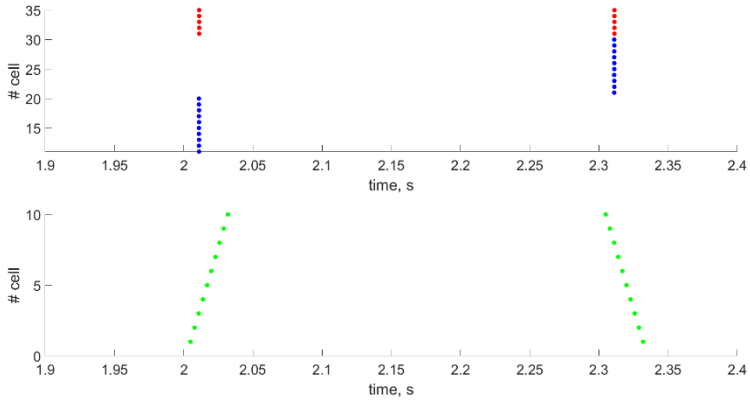


Рис. 3

При тестировании (λ=0) временные паттерны с прямым и обратным порядком спайков, на которых обучалась сеть, предъявляются всем возбуждающим нейронам. На рис. 3 видно, что нейроны первого кластера активируется в ответ на начало временного

паттерна с прямым порядком спайков, тогда как нейроны второго кластера активируются в ответ на начало другого паттерна, с обратным порядком спайков. Таким образом, продемонстрирован новый подход к обучению рекуррентной спайковой нейронной сети, в результате которого формируются кластеры нейронов, активирующиеся в ответ на определенные паттерны. На основе такого метода обучения может быть реализована сеть, в которой конкурирующие кластеры нейронов и их активность будут отвечать за различные классы кодирующих паттернов. В таком подходе при распознавании объектов учитывается статистически значимая корреляция срабатывания нескольких нейронов в ответ на предъявляемый паттерн. Такой подход является более надежным и устойчивым к шуму, поскольку реакция одного нейрона может быть недостаточно надежной, чтобы различать различные объекты. Разработка таких методов обучения имеют актуальность и значимость для дальнейшей реализации на нейроморфных вычислительных устройствах, в том числе с использованием мемристивных технологий, чувствительных к наличию шума в системе.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект № FSWR-2026-0017).

[1] Yi Z. et al. // Neurocomputing. 2023. Vol. 531. P. 163.
[2] Yamazaki K., Vo-Ho V.K., Bulsara D., Le N. // Brain sciences. 2022. Vol. 12. P. 863.
[3] Yuste R. // Nature reviews neuroscience. 2015. Vol. 16, no. 8. P. 487.
[4] Saxena S., Cunningham J. P. // Current opinion in neurobiology. 2019. Vol. 55. P. 103.
[5] Morrison A., Diesmann M., Gerstner W. // Biological Cybernetics. 2008. Vol. 98. P. 459.
[6] Song S., Miller K.D., Abbott L.F. // Nature Neuroscience. 2000. Vol. 3. P. 919.
[7] Masquelier T., Guyonneau R., Thorpe S.J. // PloS one. 2008. Vol. 3, no. 1. P. e1377.

КОГЕРЕНТНО-НЕКОГЕРЕНТНО-ГРАДИЕНТНЫЕ СОСТОЯНИЯ В АНСАМБЛЕ ОСЦИЛЛЯТОРОВ С ЧАСТИЧНЫМ ДВИЖЕНИЕМ

П.А. Щербаков, Л.А. Смирнов, В.А. Костин, М.И. Болотов, Г.В. Осипов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Полученные впервые в работе [1] химерные состояния по-прежнему привлекают внимание исследователей из разных областей науки [2–4]. Для стандартного случая эквидистантно расположенных на кольце осцилляторов, связанных нелокально, модель Курамото–Баттогтоха демонстрирует бистабильный характер динамики. При фиксированном наборе параметров система допускает реализацию из случайных начальных условий как полностью синхронного состояния, так и химеры.

При этом на данный момент слабо изучены случаи расположения осцилляторов на неэквидистантной сетке или сетке, эволюционирующей с течением времени. Влияние стохастического движения на устойчивость химерного режима было изучено в работе [5]. Продемонстрировано, что при диффузионном и баллистическом движении полностью синхронный режим теряет устойчивость, что приводит к возникновению химеры из любого начального состояния с течением времени. Когда элементы расположены в статичной случайной конфигурации, процент реализаций химерного состояния из случайных начальных условий ведёт себя обратно пропорционально размеру системы. Система, где один подансамбль частиц стационарен, а другой совершает движение в одну сторону, рассматривается в работе [6]. При этом химерный режим может реализовываться на обоих подансамблях.

В свою очередь, конфигурация, в которой осцилляторы подвижны частично и движущийся подансамбль совершает движение в ограниченной области пространства, до настоящего времени была неисследованной и составляет предмет исследования данной работы.

Модель

Классическая модель Курамото-Баттогтоха [1] с нулевыми собственными частотами имеет вид

$$\dot{\varphi}_n = \frac{1}{N}\sum_{j=1}^{N} G\left(x_j - x_n\right) sin(\varphi_j - \varphi_n - \alpha), \qquad (1)$$

где φ_n – фаза n-го осциллятора, N – число осцилляторов, α – параметр фазового сдвига. В качестве ядра нелокального взаимодействия выберем

$$G(x) = \kappa \frac{cosh\ \kappa(|x| - \frac{L}{2})}{2\ sinh(\frac{\kappa L}{2})}, \qquad (2)$$

где κ – параметр нелокального взаимодействия, L – длина кольца, в котором расположены осцилляторы. Движение осцилляторов подчиняется закону

$$x_n(t) = x_n^{(0)} + A_n \sin \Omega t, \tag{3}$$

где $x_n^{(0)}$ – начальное положение n-го осциллятора, A_n – амплитуда движения n-го осциллятора, Ω – общая частота. Амплитуды движения случайны и имеют значения

$$A_n = \begin{cases} \zeta_n, \left| x_n^{(0)} - \frac{L}{2} \right| \le \sigma; \\ 0, \left| x_n^{(0)} - \frac{L}{2} \right| > \sigma . \end{cases} \tag{4}$$

Здесь σ – полуширина сегмента кольца, осцилляторы с начальными положениями в котором имеют ненулевые частоты, ζ_n – реализация случайной величины с равномерным распределением на $[\mu - \Delta; \mu + \Delta]$.

Отметим, что несмотря на то, что в качестве функции от координат осцилляторов рассматриваемое ядро безусловно является чётной функцией, в качестве функции от индексов элементов оно может быть нечётным. А именно, рассмотрим функцию

$$g(n, j, t) = G\big(x_j(t) - x_n(t)\big). \tag{5}$$

Разделим её на чётную и нечётную составляющие относительно положения n-го осциллятора как

$$g_{\pm}(n, j, t) = \frac{1}{2}\big(g(n, j, t) \pm g(n, 2n - j, t)\big). \tag{6}$$

Это позволяет нам естественным образом ввести степень асимметрии ядра $\tilde{\epsilon}_n(t)$ в момент времени t относительно положения n-го осциллятора как отношение евклидовых норм:

$$\tilde{\epsilon}_n(t) = \frac{\sum_{j=1}^{N} g_-^2(n, j, t)}{\sum_{j=1}^{N} g^2(n, j, t)}. \tag{7}$$

Не зависящую от времени степень асимметрии в силу периодичности движения, естественно, ввести, как

$$\epsilon_n = \max_{0 \le t \le 2\pi/\Omega} \tilde{\epsilon}_n(t) . \tag{8}$$

Экспериментальные результаты

В экспериментах система ОДУ интегрируется методом Рунге-Кутта 4 порядка. Собственная частота $\Omega = 0.01$. Также фиксируется полуширина $\sigma = 0.1$. Начальные условия по фазам случайны. На рис. 1 на панелях (a–c) представлены мгновенные фазовые снимки в моменты времени $t = \frac{7\pi}{2\Omega}, \frac{6\pi}{2\Omega}$ и $\frac{5\pi}{2\Omega}$ соответственно. Синие заполненные маркеры обозначают стационарные осцилляторы, тогда как красные незаполненные обозначают движущиеся. На панели (d) изображена зависящая от времени степень асимметрии $\tilde{\epsilon}_n(t)$. Чёрными штрихованными линиями обозначены моменты времени

$t = \frac{7\pi}{2\Omega}, \frac{6\pi}{2\Omega}$ и $\frac{5\pi}{2\Omega}$ сверху вниз. Рис. 1 соответствует среднему $\mu = 0.06$ и полуширине распределения $\Delta = 0$. На рис. 2 изображено то же, но для $\mu = 0.06, \Delta = 0.06$. В свою очередь, на рис. 3 на панелях (a) и (b) изображена не зависящая от времени степень асимметрии ϵ_n как функция от n и μ при фиксированных $\Delta = 0$ и, соответственно, $\Delta = 0.06$. На панелях (c) и (d) изображена ϵ_n как функция от n и Δ при фиксированных $\mu = 0$ и, соответственно, $\mu = 0.06$.

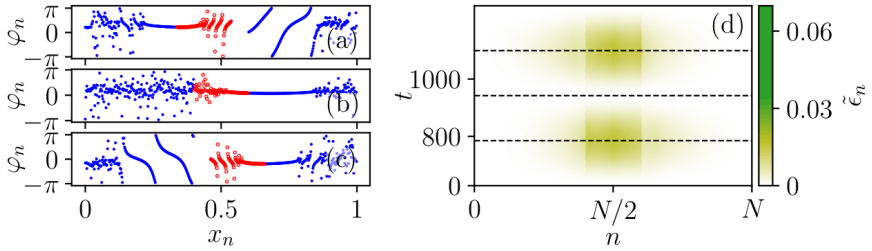


Рис. 1

Как можно видеть на рис. 1 и 2, $\tilde{\epsilon}_n(t)$ осциллирует с течением времени, достигая максимума при $\sin \Omega t = \pm 1$. При этом, реализуемый по фазам режим на рис. 2 формально можно разделить на три области: когерентную, где фазы принимают постоянные значения, градиентную, где пространственный градиент фазы практически постоянен, и некогерентную, где фазы близких осцилляторов некоррелированы между собой. Существенное различие между рис. 1 и 2 заключается в некогерентной области, которая на рис. 1 не присутствует, что подтверждается анализом соответствующих корреляций (не показано). Также различие подтверждается различными значениями $\tilde{\epsilon}_n(t)$ на рис. 1 и рис. 2.

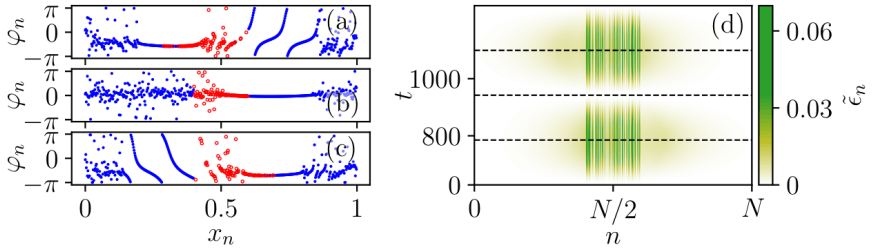


Рис. 2

На рис. 3 можно наблюдать монотонное увеличение степени асимметрии ϵ_n с увеличением μ или Δ.

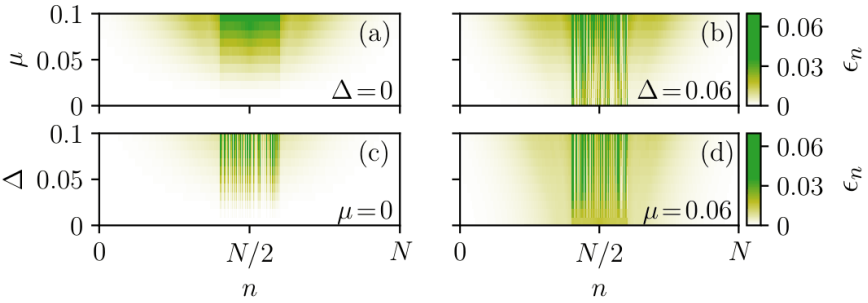


Рис. 3

Таким образом, введённый показатель асимметрии ядра разъясняет причину альтернирования получаемых фазовых режимов и уменьшения фазовой корреляции с увеличением Δ.

Работа выполнена при поддержке РНФ, проект №23-12-00180-П.

[1] Kuramoto Y., Battogtokh D. // Nonlinear Phenomena in Complex Systems. 2002. Vol. 5, no. 4. P. 380.
[2] Omel'chenko O.E. // Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical. 2019. Vol. 52, no. 10. P. 104001.
[3] Yao N., Zheng Z. // International Journal of Modern Physics B. 2016. Vol. 30, no. 7. P. 1630002.
[4] Wolfrum M., Omel'chenko O.E. // Physical Review E. 2011. Vol. 84, no. 1. P. 015201.
[5] Smirnov L.A., Bolotov M.I., Osipov G.V., Pikovsky A. // Physical Review E. 2021. Vol. 104, no. 3. P. 034205.
[6] Bolotov M.I., Smirnov L.A., Munyaev V.O., Osipov G.V. // Chaos: An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science. 2025. Vol. 35, no. 1. P. 013139.

СРАВНЕНИЕ КОНКУРЕНТНЫХ МЕХАНИЗМОВ ОБУЧЕНИЯ КОЛЛЕКТИВНОГО КЛАССИФИКАТОРА С БИОЛОГИЧЕСКИ ОБОСНОВАННОЙ МОДЕЛЬЮ ОТКЛИКА

А.А. Сутягин, О.И. Канаков

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В современном мире наблюдается повышенный интерес к задачам машинного обучения, но при этом существуют биологические системы ограниченной сложности, исследование которых также является перспективным направлением, например, создание интеллектуальных биосенсоров. Для исследования таких задач была придумана концепция коллективного классификатора [1] и получившая развитие в статьях [2], [3] и [4]. Основная идея опирается на механизмы обучения и функционирования адаптивных им иммунных систем у позвоночных (см. обзор литературы в [1], [3]), и заключена в представлении обучающей системы, как ансамбля достаточно простых элементов разных типов, но с постоянными параметрами, и имеющих при этом различные функции отклика. Неидентичность элементов, позволяет изменять суммарную функцию отклика с помощью изменения состава ансамбля. Сопоставление суммарной функции отклика с некоторым пороговым значением позволяет решать задачи классификации. В работах раннее и здесь представлены примеры задачи, ограниченной двумя классами.

Решающее правило коллективного классификатора

Решающим правилом классификатора называют функцию, отображающую множество значений входных данных на множество классов. Для максимизации эффективности классификатора используется обучения классификатора, для случая, когда условные распределения вероятностей на множестве значений признаков неизвестны. В качестве параметров коллективного классификатора могут быть использованы численности типов клеток, входящих в его состав.

Согласно обозначениям работ [3], [4], будем рассматривать ансамбль из s типов клеток. При этом каждый тип имеет свою функцию отклика$f_i(x) \geq 0$, описывающей отклик любой клетки i- го типа на входное значение x. Тогда суммарный отклик $F(x)$ и решающее правило $C(x)$ можно записать в следующем виде:

$$F(x) = \sum_{i=1}^{s} n_i f_i(x),\ C(x) = \begin{cases} +,\ F(x) > \Theta \\ -,\ F(x) \leq \Theta \end{cases}, \qquad (1)$$

где символы «+» и «−» – обозначают классы, а Θ – порог классификации, определяемый по окончанию обучения.

Модель конкуренции с подсистемой обучения

Рассмотрим модель, демонстрирующую динамику концентрации клеток i-го типа при $i = 1 \ldots s$, где s – количество типов клеток:

$$\dot{n}_i = n_i\left(1 - \frac{1}{N_c}\sum_{k} n_k\right) - k_i \frac{n_i^2}{N_c}, \qquad (2)$$

где $N_c > 0$ – параметр, определяющий суммарную численность ансамбля и именуемый «ёмкостью среды», $k_i > 0$ – коэффициенты «внутривидовой конкуренции».

Для обеспечения обучения коллективного классификатора без внешнего сортирующего устройства величины k_i рассматриваются как новые динамические переменные, динамика которых определяется обучающими примерами, о чём подробнее говорится в статье [4] . -- вход классификатора. Обучающая выборка представлена последовательностью примеров $\{\pi\}_{\alpha=1}^{N_{learn}}$, где N_{learn} – общее количество обучающих примеров, каждый из которых представляет собой пару $\pi_\alpha = (x_\alpha, c_\alpha)$, состоящую из значения признака x_α с известной меткой класс $c_\alpha \in +, -$, где «+» соответствует положительному отклику, а «-» – отрицательному. Предполагается, что примеры предъявляются последовательно в случайном порядке. Продолжительность предъявления каждого примера фиксирована и равна T_s; а паузы между примерами отсутствуют:

$$\dot{k}_i = \begin{cases} -\tau_l^{-1} k_i, & \text{вне процесса обучения,} \\ -\tau_l^{-1} f_i(x_\alpha)(k^+ - k_i), & \text{если } c_\alpha = +, \\ -\tau_l^{-1} f_i(x_\alpha)(k^- - k_i), & \text{если } c_\alpha = -, \end{cases} \quad (3)$$

где α – номер предъявляемого в данный момент обучающего примера, τ_l – временной масштаб процесса обучения, k^+ и k^- – константы, которые соответствуют предельным значения для $k_i(t)$ в зависимости от принадлежности обучающих примеров к тому или иному классу.

Функции отклика клеток

В качестве функции отклика будем использовать двугенную схему сенсор-отклика [1]. Конструкция состоит из двух взаимосвязанных модулей. В сенсорном модуле химический сигнал X индуцирует экспрессию транскрипционного фактора U через соответствующий промотор. В репортёрном модуле промотор регулируется фактором U нелинейным образом: максимальная активация наблюдается при промежуточных концентрациях U, тогда как высокие концентрации приводят к репрессии, что обеспечивает колоколообразный профиль ответа. Математическая модель такого отклика представлена следующим образом, а результат визуализации показан на рис. 1:

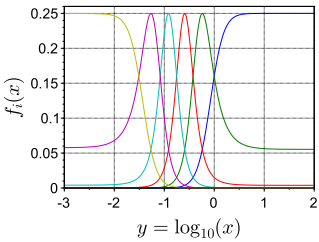


Рис. 1

$$f(x,\ m_u, m_g) = \frac{r_g\left(r_u(x; m_u)/\mu_u ; m_g\right)}{\mu_g}, \text{где} \quad (4)$$

$$r_u(x;\, m_u) = m_u \frac{\alpha A_u^{p_u} + x^{p_u}}{A_u^{p_u} + x^{p_u}}, \tag{5}$$

$$r_g\big(u;\, m_g\big) = m_g \frac{A_g^{p_s} x^{p_s}}{\left(A_s^{p_s} + x^{p_s}\right)^2}. \tag{6}$$

Обозначения следующие: x и u – концентрации X и U, $r_u(x)$ и $r_g(u)$ – скорости производства U и GFP, μ_u, μ_g – скорости деградации**.**

Обучение и тестирование классификатора. Результаты.

Для оценки работы классификатора рассматриваются две тестовые задачи, аналогичные использованным ранее [1]. В первой задаче оба класса задаются логнормальными распределениями признака x, что эквивалентно нормальному распределению логарифмической величины y. Эту задачу далее будем называть унимодальной. Во второй задаче положительный класс формируется смесью двух нормальных распределений по переменной y, тогда как отрицательный класс описывается одним нормальным распределением, максимум которого расположен между двумя максимумами положительного класса. Данный случай далее называется бимодальным. Условные плотности вероятности для обеих задач определяются выражениями:

$$w_+(y) = \frac{1}{2\sqrt{2\pi}}\left(\frac{1}{\sigma_1} e^{-\frac{(y-\mu_1)^2}{2\sigma_1^2}} + \frac{1}{\sigma_2} e^{-\frac{(y-\mu_2)^2}{2\sigma_2^2}}\right), \tag{7}$$

$$w_-(y) = \frac{1}{\sigma_3\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(y-\mu_3)^2}{2\sigma_3^2}}. \tag{8}$$

Процесс обучения воспроизводится по схеме, предложенной в [4]. Временная ось разбивается на интервалы длительностью T_s, причём на каждом интервале предъявляется один обучающий пример $\pi_\alpha = (x_\alpha; c_\alpha)$. Метка класса выбирается случайно с равной вероятностью, после чего значение y генерируется из соответствующего распределения и преобразуется в признак x_α.

Качество классификации характеризуется вероятностью правильного ответа P. Дополнительно рассматривается оптимизация порога Θ, обеспечивающая максимальное значение вероятности правильного ответа, которое обозначается через $\tilde{P}$.

При использовании оптимального момента остановки обучения стратегия селекции демонстрирует качество, сопоставимое с предлагаемым методом при оптимизации порога классификации. Без оптимизации порога новый метод может показывать более низкую точность, однако она остаётся выше случайного угадывания и превосходит асимптотический результат стратегии селекции. Данные преимущества достигаются ценой более сложной реализации, требующей механизма устойчивого сосуществования типов клеток. Наиболее перспективным способом его реализации представляется

использование систем кворум-сенсинга и их синтетических аналогов. При этом число типов клеток ограничивается количеством доступных ортогональных межклеточных сигналов, что остаётся актуальной задачей синтетической биологии.

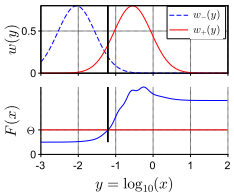


Рис. 2

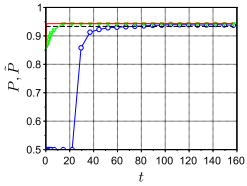


Рис. 3

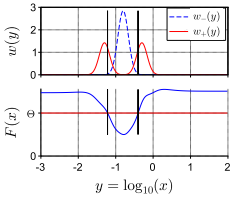


Рис. 4

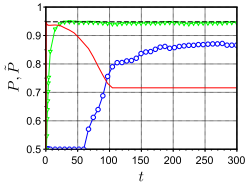


Рис. 5

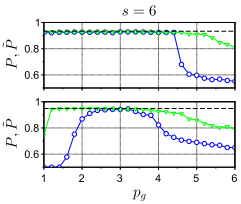


Рис. 6

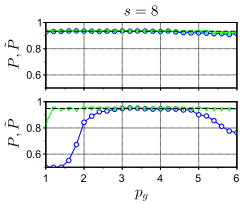


Рис. 7

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект № FSWR-2026-0017).

[1] Didovyk A., Kanakov O.I., Ivanchenko M.V., Hasty J., Huerta R., Tsimring L.S. // ACS Synthetic Biology. 2015. Vol. 4, no. 1. P. 72.
[2] Kanakov O. et al. // PLoS One. 2015. Vol 10, no. 5. P. e0125144.
[3] Сутягин А.А., Канаков О.И. // Известия вузов. ПНД. 2021. Т. 29, № 2. С. 220.
[4] Сутягин А.А., Канаков О.И. // Известия вузов. ПНД. 2024. Т. 32, № 2. С. 160.

НЕОДНОРОДНОСТЬ КАК МЕХАНИЗМ СТАБИЛИЗАЦИИ ЦИКЛОПНЫХ СОСТОЯНИЙ В СЕТЯХ ФАЗОВЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ С ВЫСШИМИ ГАРМОНИКАМИ СВЯЗИ

И.А. Золкин, Л.А. Смирнов, М.И. Болотов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Сети связанных фазовых осцилляторов предоставляют каноническую основу для изучения поведения, возникающего в сложных системах. Модель Курамото и её обобщения позволили описать широкий спектр коллективных явлений. Особый интерес вызывают циклопные состояния – устойчивые трёхкластерные конфигурации, введённые в [1], где уединённый осциллятор сосуществует с двумя равновеликими фазовыми кластерами. Добавление инерции и второй гармоники в функцию связи классической модели Курамото способствует появлению нестационарных вариантов циклопных состояний, в частности, бризерных и ротобризерных [2].

Исторически синхронизация обычно изучалась при предположении идентичных или почти идентичных осцилляторов, рассматривая неоднородность и шум как разрушительные факторы. Тем не менее, неоднородность собственных частот осцилляторов может надёжно стабилизировать циклопные состояния в модели Курамото второго порядка со старшими гармониками функции связи, несмотря на то, что эти состояния неустойчивы в сетях из идентичных осцилляторов [3].

В данной работе рассматривается влияние внутреннего беспорядка на существование и устойчивость нестационарных циклопных режимов в ансамбле глобально связанных фазовых осцилляторов со старшими гармониками функции связи в случае *равномерного распределения* собственных частот.

Исследуется ансамбль глобально связанных идентичных фазовых осцилляторов с инерцией и двумя гармониками связи:

$$m\ddot{\theta}_n + \dot{\theta}_n = \omega_n + \sum_{k=1}^{N}\sum_{q=1}^{2}\frac{\varepsilon_q}{N}\sin\left[q(\theta_k - \theta_n) - \alpha_q\right], \qquad (1)$$

где θ_n – фаза n-го элемента, m – масса (инерция), ω_n – собственные частоты элементов, $0 < \alpha_q < \pi$ – фазовый сдвиг q-й гармоники связи, ε_q – сила связи (амплитуда) q-й гармоники связи, N – количество осцилляторов. Чтобы подчеркнуть общность эффектов, вызванных неидентичностью, собственные частоты ω_n выбираются из равномерного распределения: $\omega_n \sim g(\omega) = U(\omega_0 - \nu, \omega_0 + \nu)$, где ω_0 – средняя частота, которую без потери общности можно положить равной нулю.

Фазовая когерентность и синхронизация кластеров в системе (1) могут быть охарактеризованы с помощью комплексных параметров Курамото l-го порядка:

$$R_l(t) = \frac{1}{N}\sum_{k=1}^{N} e^{il\theta_k} = r_l e^{i\psi_l}, \qquad (2)$$

где r_l и ψ_l определяют амплитуду и фазу параметра порядка $R_l(t)$.

Для исследования системы осуществляется переход во вращающуюся систему координат, что позволяет свести задачу к исследованию относительных фаз $\varphi_n(t) = \theta_n(t) - \theta_N(t)$:

$$m\ddot{\varphi}_n + \dot{\varphi}_n = \Delta_n + \sum_{q=1}^{2} \mathrm{Im}\left[\frac{\varepsilon_q e^{-i\alpha_q}}{N}\left(\sum_{k=1}^{N-1} e^{iq\varphi_k} + 1\right)\left(e^{-iq\varphi_n} - 1\right)\right], \qquad (3)$$

где $\Delta_n = \omega_n - \omega_N$ – расстройки частот, $n = 1, \ldots, N-1$.

В полученной системе (3) стационарные циклопные режимы являются состояниями равновесия, бризерные циклопные режимы являются замкнутыми периодическими траекториями, ротобризерные циклопные режимы являются вращательными траекториями.

Для исследования бризерных циклопных режимов проводился поиск предельных циклов в системе (3) и анализ мультипликаторов Флоке. Поиск замкнутых траекторий осуществлялся методом стрельбы с использованием метода Ньютона-Рафсона. Было продемонстрировано, что неоднородность собственных частот способна стабилизировать неустойчивые бризерные циклопные режимы через бифуркацию Неймарка-Сакера. Рассмотрим случай при следующих фиксированных значениях параметров: $m = 1, N = 11, \alpha_1 = 1.7, \varepsilon_1 = 1.0,\ \alpha_2 = 2.555, \varepsilon_2 = 0.048$. Статистический бифуркационный анализ показал, что стабилизация бризерного циклопного режима происходила в среднем при $\nu \in [0.00013, 0.00021]$. На гистограммах показаны распределения значений полуширины, при которых происходит приобретение (см. рис. 1) и дальнейшая потеря (см. рис. 2) устойчивости бризерного циклопного режима.

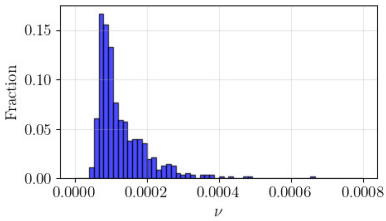


Рис. 1

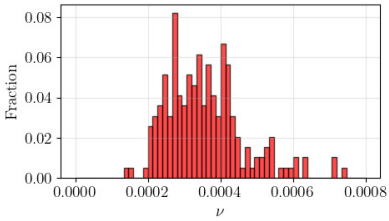


Рис. 2

Был продемонстрирован способ направленного переключения между различными типами циклопных режимов (устойчивый ротобризерный циклоп, квазипериодический циклоп, устойчивый бризерный циклоп) посредством последовательного изменения полуширины распределения собственных частот ν. На рис. 3 и рис. 4 представлены пространственно-временная диаграмма относительных фаз и временная реализация параметров порядка (2), иллюстрирующие эволюцию системы. Исходное состояние – неустойчивый бризерный циклопный режим в системе (1), соответствующий неустойчивому предельному циклу в системе (3). При идентичных собственных частотах происходит переход на устойчивую вращательную траекторию – устойчивый ротобризерный циклопный режим. Затем полуширина кратковременно устанавливается равной $\nu =$

0.00101, после чего уменьшается до значения $\nu = 5.135 \times 10^{-5}$. В системе возникает длительный переходный процесс, по завершении которого устанавливается квазипериодический циклопный режим (наблюдается квазипериодическая динамика амплитуды параметров порядка). Далее полуширина распределения собственных частот повышается до $\nu = 0.0002$, что приводит к стабилизации устойчивого бризерного циклопного режима. Таким образом, показано, что управляемая неоднородность позволяет не только стабилизировать неустойчивые режимы, но и осуществлять контролируемое переключение между различными типами коллективной динамики в сети фазовых осцилляторов.

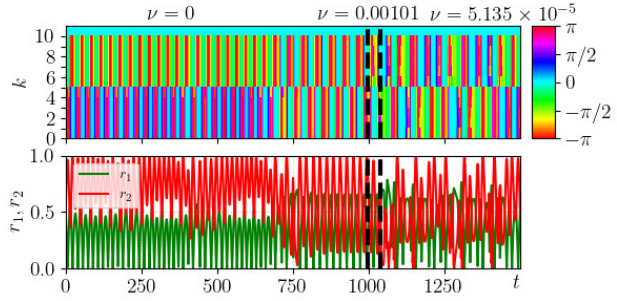


Рис. 3

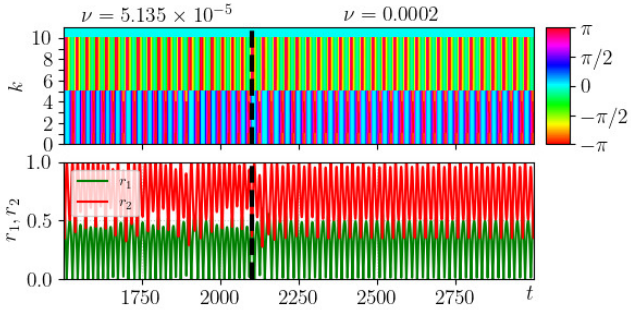


Рис. 4

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, проект FSWR-2026-0007.

[1] Munyayev V.O., Bolotov M.I., Smirnov L.A., Osipov G.V., Belykh I. // Physical Review Letters. 2023. Vol. 130. P. 107201.
[2] Bolotov M.I., Munyayev V.O., Smirnov L.A., Osipov G.V., Belykh I. // Physical Review E. 2024. Vol. 109. P. 054202.
[3] Bolotov M.I., Smirnov L.A., Munyayev V.O., Osipov G.V., Belykh I. // Physical Review E. 2025. Vol. 112. P. L052202.

Секция «Фундаментальные и прикладные задачи теории нелинейных колебаний»

Заседание секции проводилось 21 мая 2026 г.
Председатель – В.В. Матросов, секретарь – Н.С. Ковалева.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXX научной конференции по радиофизике

СЕКЦИЯ
«РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ И ИХ КОМПЬЮТЕРНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ»

Председатель – Е.С. Фитасов, секретарь – В.Н. Бугров.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

КОЭФФИЦИЕНТ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ КАНАЛА КАК МЕТРИКА ЭФФЕКТИВНОСТИ МНОГОМЕРНЫХ СИГНАЛЬНЫХ СОЗВЕЗДИЙ

М.В. Железнов, В.В. Пархачёв

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В условиях ограниченного частотно-энергетического ресурса перспективным направлением развития цифровой связи является переход к многомерным сигнальным созвездиям [1], позволяющим разнести сигнальные точки для повышения помехоустойчивости и скрытности передачи. Однако оценка эффективности таких структур до этапа проектирования кодеров и декодеров по вероятности битовой ошибки невозможна, так как изначально известны лишь координаты точек, размерность пространства и объем алфавита. Цель работы – обоснование и применение метрики для объективной оценки потенциальной эффективности созвездий, независимой от конкретных алгоритмов кодирования и маппинга. В качестве данного критерия предлагается использовать коэффициент использования канала η.

Математическая модель и метрика эффективности

Коэффициент использования канала определяется как отношение предельно достижимой скорости передачи к пропускной способности непрерывного канала Шеннона:

$$\eta = \frac{R}{C}. \tag{1}$$

В идеализированном случае предельная скорость R для заданной геометрии созвездия численно равна взаимной информации дискретно-непрерывного канала $I(X;\boldsymbol{Y})$ [2]. Она вычисляется как разность априорной и апостериорной (условной) энтропий:

$$I(X;\boldsymbol{Y}) = H(X) - H(X|\boldsymbol{Y}). \tag{2}$$

При равновероятной передаче символов априорная энтропия источника является константой: $H(X) = \log_2 M$. В тоже время, поскольку для канала с аддитивным белым гауссовским шумом (АБГШ) выход является непрерывным, вычисление условной энтропии требует интегрирования по всему объему пространства $\mathbb{R}^N$:

$$H(X|\boldsymbol{Y}) = \int_{\mathbb{R}^N} W(\boldsymbol{y}) \left[-\sum_{i=1}^{M} P(\boldsymbol{x}_i|\boldsymbol{y})\, log_2\, P(\boldsymbol{x}_i|\boldsymbol{y}) \right] d\boldsymbol{y}, \tag{3}$$

где $P(\boldsymbol{x}_i|\boldsymbol{y})$ – апостериорная вероятность того, что был передан именно символ $\boldsymbol{x}_i$, если на приемники был зафиксирован вектор $\boldsymbol{y}$, а $W(\boldsymbol{y})$ – безусловная плотность распределения принятого сигнала. Выражение в квадратных скобках представляет собой локальную апостериорную энтропию.

Для нахождения $P(\boldsymbol{x}_i|\boldsymbol{y})$ используется формула Байеса, что требует вычисления значений многомерных гауссовских плотностей вероятности. При программной реализации этого шага возникает проблема вычислительной стабильности. В области высоких отношений сигнал/шум (ОСШ) дисперсия шума стремится к нулю, из-за чего

аргументы экспонент становятся очень большими. Прямое вычисление таких экспонент приводит к переполнению машинной памяти.

Для обеспечения корректности расчетов в математическую модель внедрен алгоритм LSE [3]. Вычисления переносятся в логарифмическую область, и алгоритм безопасно находит логарифм суммы путем вынесения максимального элемента L_{max} за знак логарифма:

$$ln\,P(\boldsymbol{x}_i|\boldsymbol{y}) = L_i - \left(L_{max} + ln\left(\sum_{j=1}^{M} exp\left(L_j - L_{max}\right) \right) \right). \qquad (4)$$

Аналитически вычислить многомерный интеграл (3) невозможно, поэтому для расчета итоговой взаимной информации применяется метод Монте-Карло. Интеграл заменяется усреднением по K независимым испытаниям, а вычисления ведутся через натуральный логарифм для ускорения:

$$I(X;\boldsymbol{Y}) \approx log_2 M - \frac{1}{K\,ln\,2} \sum_{k=1}^{K} \left\{ - \sum_{i=1}^{M} P\left(\boldsymbol{x}_i|\boldsymbol{y}^{(k)}\right) ln\,P\left(\boldsymbol{x}_i|\boldsymbol{y}^{(k)}\right) \right\}. \qquad (5)$$

Полученное по формуле (5) значение подставляется в формулу (1) для нахождения итогового коэффициента использования канала η.

Результаты моделирования

Оценка точности метода Монте-Карло проводилась для ансамбля максимальной сложности ($N = 15, M = 10\,100$). Установлено, сходимость результатов вычисления взаимной информации обеспечивается при объеме выборки $K = 10^5$ (см. рис. 1), принимается за рабочее значение для дальнейших расчетов.

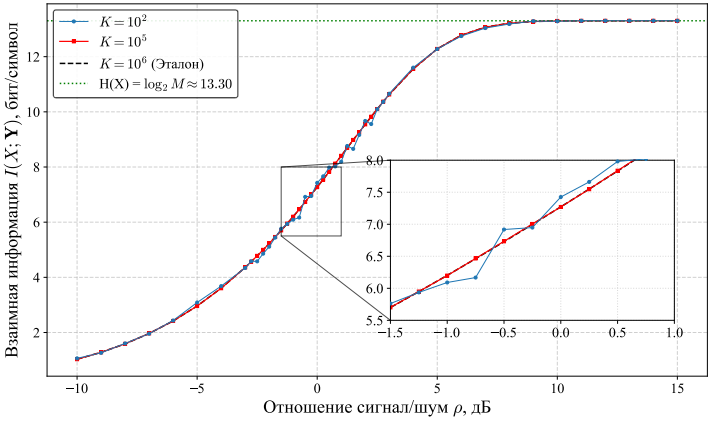


Рис. 8

Исследование зависимости $I(X;\boldsymbol{Y})$ от ОСШ для ансамблей различной размерности (при фиксированном объеме словаря $M = 1024$, см. рис. 2) показало, что увеличение

размерности пространства обеспечивает существенный энергетический выигрыш, позволяя передавать тот же объем информации при значительно меньшей мощности передатчика.

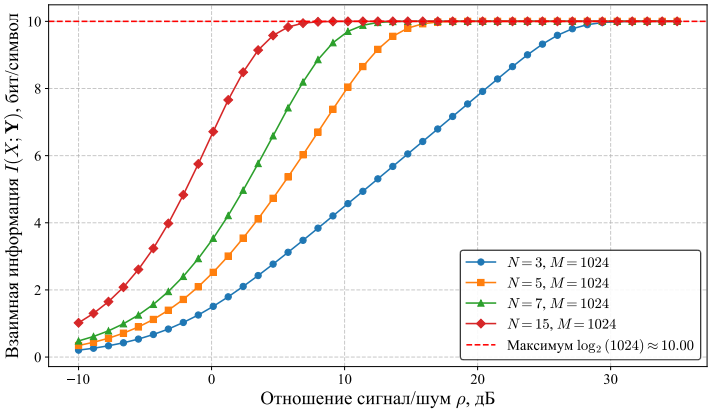


Рис. 9

Анализ коэффициента использования канала демонстрирует необходимость адаптивного управления объемом алфавита (см. рис. 3). В условиях сильных шумов для полного исчерпания ресурса канала достаточно словаря малого объема. Однако при высоком ОСШ ($\rho = 10$ дБ) потенциал канала недоиспользуется, что требует перехода к созвездиям большего размера для поддержания эффективности.

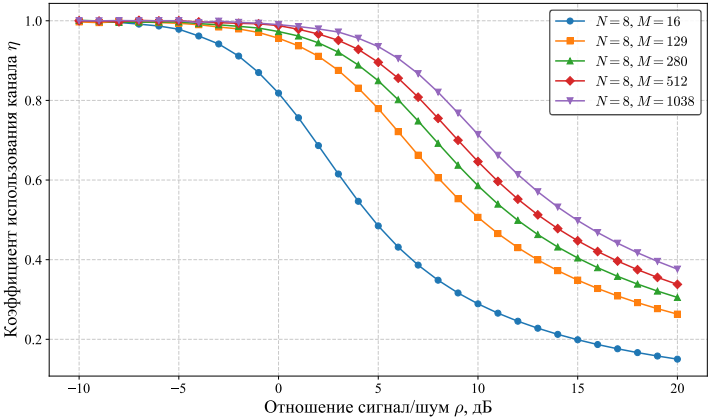


Рис. 10

При фиксированном ОСШ ($\rho = 10$ дБ) наблюдается геометрический компромисс (см рис. 4). В малоразмерных пространствах ($N = 3$) эффективность быстро

насыщается, и рост алфавита не дает увеличение коэффициента. Увеличение размерности позволяет приблизиться к пределу Шеннона, но требует использования созвездий с большим объемом алфавита.

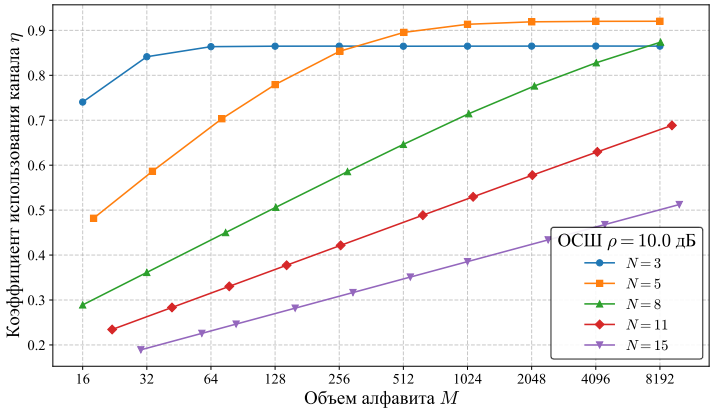


Рис. 11

Заключение

В ходе работы показано, что коэффициент использования канала η является объективной метрикой для оценки многомерных сигнальных созвездий. С помощью моделирования подтверждено, что многомерные сигналы дают заметный энергетический выигрыш по сравнению с малоразмерными. На основе полученных зависимостей сформулировано два главных вывода. Во-первых, для эффективного использования канала необходимо адаптивно менять объем алфавита в зависимости от уровня шума. Во-вторых, выявлен геометрический компромисс: чтобы вплотную приблизиться к пределу Шеннона, недостаточно просто увеличивать словарь – нужно одновременно повышать размерность пространства. Таким образом, предложенный метод позволяет оценивать потенциальную эффективность разрабатываемых сигнальных конструкций на раннем этапе, еще до начала разработки кодеров и демодуляторов.

[1] Быховский М.А. Гиперфазовая модуляция – оптимальный метод передачи сообщений в гауссовских каналах связи. – М.: Техносфера, 2018, 310 с.
[2] Шеннон К. Работы по теории информации и кибернетике. – М.: Издательство иностранной литературы, 1963, 829 с.
[3] Blanchard P., Higham D. J., Higham N. J. // IMA Journal of Numerical Analysis. 2021. Vol. 41, no. 4. P. 2311.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОВ ОПТИМИЗАЦИИ ПАРАМЕТРОВ ИНТЕЛЛЕКТУАЛЬНЫХ ОТРАЖАЮЩИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ ЗАЩИЩЕННОСТИ БЕСПРОВОДНОЙ СВЯЗИ

А.С. Фотынюк, В.В. Пархачёв

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В работе рассматривается использование реконфигурируемых интеллектуальных поверхностей (*Reconfigurable Intelligent Surface, RIS*) для повышения защищенности беспроводной передачи данных на физическом уровне. Основное внимание уделено исследованию методов фазовой оптимизации элементов RIS и их влияния на скорость секретной передачи (*secrecy capacity*) канала связи.

Введение

Современные системы беспроводной связи поколения 5G и перспективные сети 6G предъявляют высокие требования не только к скорости передачи данных, но и к защищенности канала связи [1, 2]. Одним из перспективных направлений развития является концепция программируемой радиосреды, в рамках которой распространением электромагнитных волн можно управлять с помощью специальных интеллектуальных поверхностей [1, 2].

RIS представляет собой набор управляемых отражающих элементов, способных изменять фазу отраженной электромагнитной волны [1-3]. В отличие от традиционных методов формирования луча (*beamforming*), управление осуществляется не только на стороне передатчика, но и непосредственно в среде распространения сигнала. Это позволяет формировать требуемую интерференционную картину электромагнитного поля и повышать качество связи для легитимного пользователя при одновременном снижении качества сигнала у потенциального перехватчика [2, 3]. В настоящее время технология RIS активно исследуется как теоретически, так и в рамках экспериментальных прототипов [3].

В качестве критерия защищенности в работе использовалась скорость секретной передачи — разность между пропускной способностью канала легитимного пользователя и канала перехватчика [3].

Математическая модель системы

Исследуемая система включает передатчик Алиса, легитимного пользователя Боба, перехватчика Еву и одномерную реконфигурируемую интеллектуальную поверхность RIS с 16-ю элементами. Моделирование проводилось для несущей частоты $f = 3$ ГГц, соответствующей длине волны $\lambda = 0.1$ м. Расстояние между соседними элементами RIS выбиралось равным $d = \lambda/2$, что соответствует типичной конфигурации антенных решеток и позволяет избежать появления паразитных дифракционных максимумов. Передача сигнала осуществляется как по прямому каналу, так и через отражение от элементов RIS. (рис. 1)

Канал между передатчиком и легитимным пользователем имеет канальный коэффициент следующего вида:

$$h_{total} = h_d + \sum_{n=1}^{N} \frac{1}{d_1 d_2} e^{-jk(d_1+d_2)} e^{j\phi_n}, \quad (1)$$

где h_d – канальный коэффициент прямого канала, d_1 – расстояние от передатчика до RIS, d_2 – расстояние от RIS до приемника, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число, ϕ_n – фазовый сдвиг n-го элемента RIS.

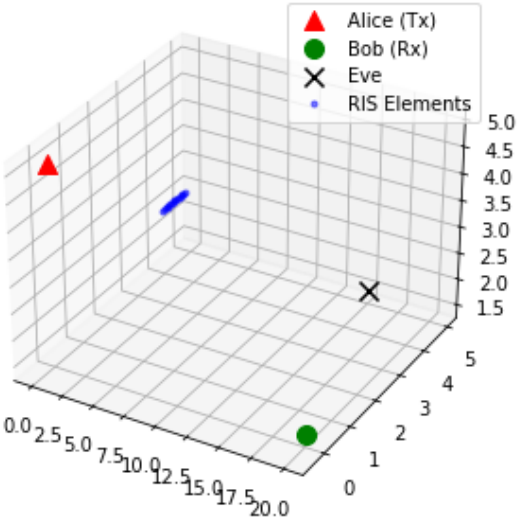


Рис. 1

Для оценки качества канала использовалось отношение сигнал/шум:

$$\text{ОСШ} = \frac{P|h|^2}{N_0}, \quad (2)$$

где P — мощность передатчика, N_0 — мощность шума.

Спектральная эффективность канала определялась формулой Шеннона:

$$C = log_2(1 + \text{ОСШ}) \quad (3)$$

В качестве основной метрики защищенности использовалась скорость секретной передачи:

$$SC = max(C_B - C_E, 0), \quad (4)$$

где C_B — пропускная способность канала Боба, — C_E пропускная способность канала Евы.

Методы фазовой оптимизации

В работе исследовались два метода управления фазами RIS.

Первый метод — выравнивание фаз, основанный на конструктивном сложении отражённых волн в точке расположения легитимного пользователя [3]. Данный подход позволяет максимизировать отношение сигнал/шум у легитимного пользователя, однако не учитывает положение перехватчика.

Второй метод — дифференциальная эволюция, относящийся к классу эволюционных алгоритмов глобальной оптимизации (блок схема представлена на рис. 2). В процессе работы алгоритм формирует популяцию фазовых конфигураций RIS, выполняет операции мутации, скрещивания и отбора, после чего выбирает решение с максимальным значением скорости секретной передачи. В отличие от метода выравнивания фаз, дифференциальная эволюция позволяет одновременно усиливать сигнал у Боба и снижать уровень сигнала у Евы.

Моделирование проводилось в среде Python с использованием библиотек NumPy, SciPy и Matplotlib [4-6].

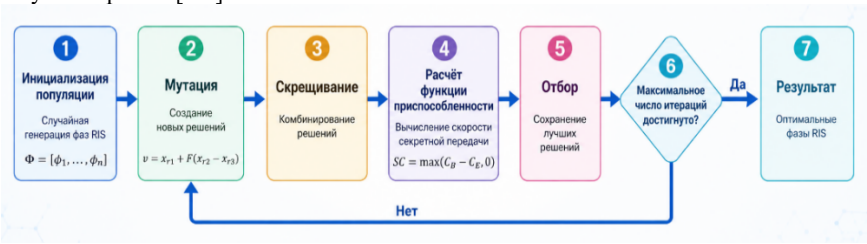


Рис. 2

Результаты моделирования

В ходе моделирования были исследованы четыре сценария работы системы: передача без использования RIS, применение случайных фазовых сдвигов, метод выравнивания фаз и оптимизация методом дифференциальной эволюции.

Для системы без RIS отношение сигнал/шум составило ОСШ = 33.85 дБ, а скорость секретной передачи - 0 бит/с/Гц, что говорит о том, что в данной геометрии безопасная связь невозможна. Использование случайных фазовых конфигураций RIS позволило увеличить значение скорости секретной передачи до 2 бит/с/Гц при ОСШ = 36.58 дБ.

Применение метода выравнивания фаз обеспечило дальнейший рост скорости секретной передачи до 3.4 бит/с/Гц, ОСШ = 46 дБ.

Наилучшие результаты были получены при использовании алгоритма дифференциальной эволюции. В данном случае значение скорости секретной передачи достигло 14.9 бит/с/Гц, что превышает результат метода выравнивания фаз на 11.5 бит/с/Гц при полученных значениях ОСШ = 44.8 дБ. Отношение сигнал/шум Евы в данном сценарии уменьшилось до -32.5 дБ.

Дополнительно был проведён анализ зависимости эффективности системы от числа элементов RIS. При увеличении количества элементов с 4 до 64 значение скорости секретной передачи возросло с 4.5 до 17.9 бит/с/Гц, а отношение сигнал/шум на легитимном приемнике увеличилось с 34.8 до 54 дБ.

В рамках стресс-теста исследовалось влияние изменения положения перехватчика Евы на эффективность системы. Установлено, что при расстоянии между Евой и RIS, равном 0.5 м (что соответствует приблизительно 5 длинам волн), метод выравнивания фаз не обеспечивал безопасную передачу данных, вследствие чего скорость секретной передачи снизилась до нулевого значения. В то же время метод дифференциальной эволюции сохранял положительное значение скорости секретной передачи на уровне 14 бит/с/Гц, обеспечивая устойчивую защищённую передачу даже при расположении перехватчика в непосредственной близости от RIS.

Полученные результаты подтверждают, что использование методов оптимизации фаз RIS позволяет существенно повысить защищённость беспроводного канала связи и обеспечить более высокие значения скорости секретной передачи по сравнению со сценариями без оптимизации.

Заключение

В работе была реализована модель RIS-системы и исследованы методы фазовой оптимизации для повышения защищенности беспроводной связи. Показано, что использование реконфигурируемых интеллектуальных поверхностей позволяет эффективно управлять распространением сигнала и повышать скорость секретной передачи канала.

Наилучшие результаты были получены при использовании алгоритма дифференциальной эволюции, обеспечивающего пространственно-селективное распределение электромагнитного поля и одновременное усиление сигнала у Боба при подавлении сигнала у Евы.

Полученные результаты подтверждают перспективность технологии RIS для систем связи 6G и задач защиты канала на физическом уровне.

[1] Jian M., Alexandropoulos G.C., Basar E. et al. // Intelligent and Converged Networks. 2022. Vol. 3, no. 1. P. 1.
[2] Di Renzo M., Zappone A., Debbah M. et al. // EURASIP Journal on Wireless Communications and Networking. 2019. Vol. 2019. Article 129. P. 1.
[3] Pei X., Yin H., Tan L., Cao L., Yang T. // IEEE Communications Magazine. 2022. Vol. 60, no. 1. P. 132.
[4] Harris C.R., Millman K.J., van der Walt S.J. et al. // Nature. 2020. Vol. 585. P. 357.
[5] Virtanen P., Gommers R., Oliphant T.E. et al. // Nature Methods. 2020. Vol. 17. P. 261.
[6] Hunter J.D. // Computing in Science & Engineering. 2007. Vol. 9, no. 3. P. 90.

ДИНАМИЧЕСКОЕ КВАНТОВАНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ГАУССОВА БИХ-ФИЛЬТРА

А.С. Пащенко

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Исследуется задача квантования коэффициентов цифрового БИХ-фильтра с гауссовой характеристикой на основе динамического программирования. Приводится алгоритм пошагового динамического квантования коэффициентов методами целочисленного нелинейного программирования. Иллюстрируется эффективность применения данного подхода на примере динамического квантования коэффициентов минимально-фазового гауссова БИХ-фильтра нижних частот высокого порядка с минимальной разрядностью представления целочисленных коэффициентов. Проведён сравнительный анализ функциональных ошибок квантования, а также проверка работоспособности квантованного фильтра на тестовом и реальном сигналах.

Ключевые слова: гауссов БИХ-фильтр, нелинейное дискретное программирование, целевая функция, динамическое квантование коэффициентов.

Введение

Цифровые фильтры, амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) которых описывается гауссовой функцией, широко используется в современной радиоэлектронной и измерительной технике [1 – 4].

Синтез минимально-фазового гауссова БИХ-фильтра по совокупности требуемых противоречивых характеристик в многомерном дискретном пространстве при выборке с запасом по частоте наиболее целесообразно осуществлять численными методами нелинейного математического программирования [5, 6].

Существенное уменьшение функциональной ошибки можно обеспечить применением «динамического» механизма квантования коэффициентов на основе динамического программирования [4, 5].

Алгоритм динамического квантования

Рассмотрим алгоритм динамического квантования на примере квантования коэффициентов нормализованного гауссова БИХ-фильтра, состоящего из каскадного соединения m-звеньев второго порядка (m=N/2, где N – порядок фильтра), с передаточной функцией [6]:

$$H(z)=\prod_{i=1}^{m}\frac{b_{0i}+b_{1i}z^{-1}+b_{2i}z^{-2}}{a_{0i}+a_{1i}z^{-1}+a_{2i}z^{-2}}\ . \qquad (1)$$

Разностное уравнение для одного звена такого целочисленного цифрового фильтра имеет следующий вид:

$$y_n=\left(b_0x_n+b_1x_{n-1}+b_2x_{n-2}-a_1y_{n-1}-a_2y_{n-2}\right)/a_0 \qquad (2)$$

$$a_{0i}\in\left\{2^q\right\},\ \ q=\overline{0,R}\quad i=\overline{1,m}. \qquad (3)$$

На рис. 1 представлена общая блок-схема алгоритма динамического пошагового квантования коэффициентов ЦЦФ.

Задача оптимизации дискретных коэффициентов данной разрядности записывается так [6]:

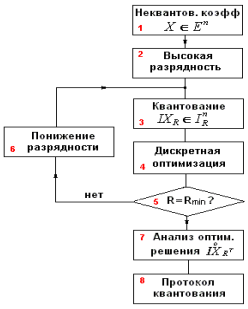


Рис. 1

$$F^o(\overset{0}{\boldsymbol{IX}}_{\boldsymbol{R}}) = \min F(\boldsymbol{IX}_{\boldsymbol{R}}) \quad \boldsymbol{IX}_{\boldsymbol{R}} \in I_R^{5m} \tag{4}$$

$$-2^R < a_{di} < 2^R \quad d=\overline{1,2} \quad i=\overline{1,m}$$
$$-2^R < b_{di} < 2^R \quad d=\overline{0,2} \quad i=\overline{1,m} \tag{5}$$

$$a_{0i} \in \left\{2^q\right\}, \quad q=\overline{0, W_k} \quad i=\overline{1,m} \tag{6}$$

$$\left|Zp_i\right| < r_{pole}^{\max} < 1 \quad i=\overline{1,m} \tag{7}$$

$$\left|Zz_i\right| < r_{zero}^{\max} < 1 \quad i=\overline{1,m} \tag{8}$$

$$K_i^{\min} \le |K_i(e^{j\omega T})| \le K_i^{\max} \quad i=\overline{1,m} \quad , \tag{9}$$

где $F(\boldsymbol{IX}_{\boldsymbol{R}})$ - целевая функция, d – индекс коэффициента передаточной функции (4), K_i^{min} , K_i^{max} - допустимые границы изменения коэффициента усиления i-го звена.

Динамическое квантование коэффициентов гауссова БИХ-фильтра

Рассмотрим пример квантования методом динамического программирования коэффициентов исходного синтезированного минимально-фазового гауссова БИХ-фильтра при целочисленном описании его квантованного варианта.

Динамическое квантование коэффициентов фильтра осуществлялось в рамках следующих спецификаций:

1) Полоса пропускания: 4950 ± 30 Гц
2) Коэффициент передачи: 1.0 с допуском ± 0,05
3) Нелинейность фазы в полосе не выше 1º
4) Порядок рекурсивного фильтра: 10
5) Максимально-допустимый радиус полюсов: 0,95
6) Максимально-допустимый радиус нулей: 0,99
7) Масштабирование коэффициентов передачи звеньев в интервал {0,8 – 3,2}
8) Частота дискретизации: 100 кГц

Табл.1

Звено фильтра	Коэффициенты передаточной функции				
	$\mathbf{a_1}$	$\mathbf{a_2}$	$\mathbf{b_0}$	$\mathbf{b_1}$	$\mathbf{b_2}$
1	-0.167353	-0.353104	-0.295559	0.075101	-0.275514
2	-0.992160	0.316192	-0.560509	0.079541	-0.498630
3	-0.495590	0.796407	-0.574147	0.261248	-0.346700
4	-0.991332	0.297753	0.186536	0.269221	0.155544
5	-0.006993	-0.379515	0.493982	-0.198898	-0.097102

Исходные неквантованные вещественные коэффициенты гауссова БИХ-фильтра приведены в таблице 1. Приведённые выше требования спецификаций в неквантованном ФНЧ выполнялись с большим запасом.

Осуществим сначала классическое квантование коэффициентов данного фильтра до минимальной разрядности их представления R_{min}=3 бита, фиксируя

функциональную ошибку (3) реализации требуемой АЧХ (таблица 2). График соответствующей зависимости для наглядности представлен в логарифмическом масштабе (рис. 2).

Табл. 2

СКО	Разрядность квантования, бит								
	НК	**12**	**10**	**8**	**7**	**6**	**5**	**4**	**3**
ΔH клас	1.4e-4	1.8e-4	5.2e-3	6.4e-2	3.4e-2	0.425	0.775	4.89	11.2
ΔH дин	1.4e-4	1.41e-4	2e-4	4.8e-4	9.4e-4	1.6e-3	0.033	0.024	0.656

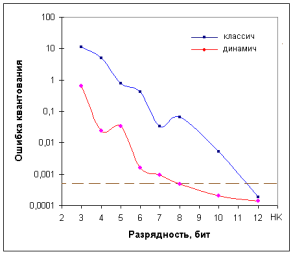


Рис. 2

Осуществим теперь динамическое квантование коэффициентов исходного фильтра (таблица 1) по приведённому выше алгоритму фиксируя функциональную ошибку $\Delta H_{дин}$ реализации требуемой АЧХ в таблице 2. Графики динамической ошибки также представлены на рис. 2.

Функциональная ошибка классического квантования резко возрастает, начиная с уровня 12 битового представления коэффициентов гауссова фильтра, в то время как ошибка динамического квантования имеет тенденцию к росту только начиная с уровня 8 – 9 битового представления коэффициентов.

Табл. 3

Звено фильтра	Коэффициенты передаточной функции					Усиление звена K_{max}
	a_1	a_2	b_0	b_1	b_2	
1	-20	-45	-38	8	35	1,1
2	-126	39	-70	10	-1	3,0
3	-61	96	-79	32	-43	0,9
4	-126	36	23	33	19	2.0
5	0	-47	63	-25	-12	0.9

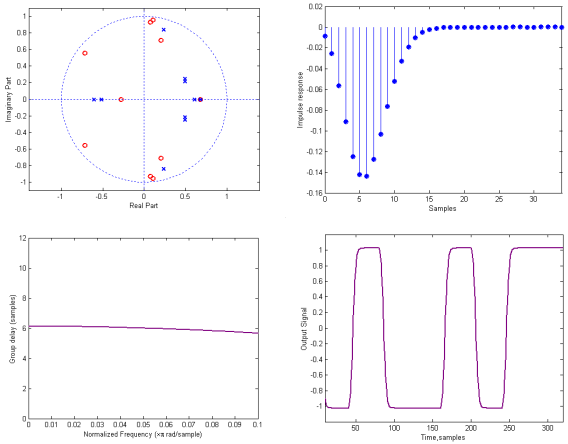


Рис. 3

Также можно отметить, что допустимому уровню 5е-5 (отображен на рис. 2 пунктиром) выполнения спецификационных требований по функциональной СКО-ошибке (11) соответствует только 12-битовое решение при классическом квантовании, в то время как при динамическом квантовании для представления коэффициентов вполне достаточно 8 бит.

В таблице 3 приведены оптимальные значения целочисленных 8-битовых коэффициентов передаточной функции гауссова минимально-фазового БИХ-фильтра по квантованию с одинаковой значимостью требований к АЧХ и ФЧХ,

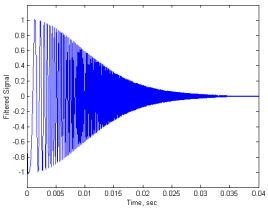


Рис. 4

а также достигнутый уровень его каскадного масштабирования.

Погрешность выполнения гауссовой низкочастотной функции не превышала 5e-5, а фазовая нелинейность в полосе пропускания 8-битового БИХ-фильтра составляла $\Delta\varphi=0{,}6^{o}$, что полностью соответствует требованиям спецификации

Анализ характеристик гауссова ВЦФ во временной и частотной области по их квантованным 8-битовым коэффициентам формата 8.7 осуществлялся уже в пакете MATLAB (рис. 3). Анализ в пакете MATLAB полностью подтверждает соответствие квантованных характеристик ВЦФ и ЦЦФ.

Производилось модельное тестирование работоспособности данного 8-битового БИХ-фильтра в пакете MATLAB. Результаты модельной фильтрации ЛЧМ сигнала (рис. 4) подтверждают полную работоспособность отквантованного гауссова минимально-фазового БИХ-фильтра.

Выводы

Вопросам квантования при аналитическом расчёте БИХ-фильтра посвящено много работ, в которых отмечается, что при высоком порядке фильтра (N > 20) весьма существенные трудности возникают уже при квантовании вещественных данных до 8 –10 бит, что и подтверждается приведёнными в исследовании данными.

Эти негативные последствия могут во многом быть устранены применением динамического программирования. Динамическое квантование позволяет существенно уменьшить функциональную ошибку реализации требуемых характеристик малоразрядного цифрового фильтра в сравнении с классическим статистическим квантованием.

[1] Айфичер Э., Джервис Б. Цифровая обработка сигналов: практический подход. — Москва: Издательский дом "Вильяме", 2004, 992 с.
[2] Рабинер Л., Гоулд Б. Теория и применение цифровой обработки сигналов. — Москва: МИР, 1978, 848 с.
[3] Мингазин А.Т. // Электронная техника.1993. Сер.10 № 1, 2. С. 3.
[4] Вентцель Е.С. Исследование операций. Задачи, принципы, методологии. — Москва: Наука, 1988, 208 с.
[5] Есипов Б.А. Методы оптимизации и исследования операций. — Самара: СГАУ, 2007, 180 с.
[6] Бугров В.Н. // Компоненты и технологии. 2019. № 10. С. 92.

ИССЛЕДОВАНИЕ ИСКАЖАЮЩИХ ФАКТОРОВ ПРИ ФОРМИРОВАНИИ РАДИОСИГНАЛОВ С ФАЗОВОЙ МАНИПУЛЯЦИЕЙ

К.С. Матросов, С.А. Козлов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Одним из подходов при проектировании канала связи, позволяющего существенно сократить время разработки, является создание цифрового двойника. Необходимо создать удобный инструмент проектирования цифровых двойников, состоящего из множества взаимосвязанных компонентов. Для этого необходимо рассмотреть по возможности все причины, приводящие к ошибкам и искажениям при передаче сообщения через канал связи. Так интересно рассмотреть искажающие факторы, оказывающие влияние при формировании радиосигналов с фазовой манипуляцией. Используя различные модели, описывающие изменение сигнала, можно оценить их влияние на достоверную передачу исходного сигнала.

Модели искажающих факторов

При моделировании формирования, передачи и приёма сигнала на радиочастоте (высокой частоте) возникают различные нелинейные эффекты, оказывающие влияние на информационное сообщение. Сообщение, передаваемое по радиоканалу, может искажаться из-за воздействия как внешних по отношению к радиоприёмному устройству помех, так и внутренних или собственных шумов активных элементов [1].

При моделировании использовалась полиномиальная модель нелинейных искажений сигнала:

$$y(t) = ax(t) + bx^2(t) + cx^3(t) + dx^4(t) + ex^5(t), \qquad (1)$$

где a, b, c, d, e — коэффициенты, определяющие влияние линейной, квадратичной, кубической, биквадратной и пятой степени составляющей в сигнале.

Значения коэффициентов для радиопередатчиков и усилителей мощности подбираются в зависимости от типа усилителя.

В реальных устройствах на достоверный приём сигнала существенное влияние оказывает возникающая в радиотехнических цепях задержка. Задержка сигнала во времени есть следствие конечной скорости его распространения. В радиотехнических цепях скорость распространения сигнала, на несколько порядков меньше скорости света. Задержка, возникающая в этих цепях, оказывает в ряде случаев заметное влияние на процессы распространения, генерации и усиления сигналов [2].

При моделировании используется дискретная модель задержки сигнала, что соответствует модели «прямого луча». Задержка вводиться как отставание сигнала на некоторое количество отчётов времени.

При рассмотрении искажающих факторов в канале нельзя обойтись без рассмотрения теплового шума. Тепловой шум, а также помехи со стороны других пользователей и коммутационного оборудования канала могут приводить ошибкам в детектирование импульсов, представляющих оцифрованные выборки. Быстрое ухудшение

качества выходного сигнала за счет ошибок, индуцированным каналом, называется пороговым эффектом (threshold effect) [3].

Ещё одним эффектом, влияющим на достоверность передачи сообщения, является разбалансировка амплитудных компонент сигнала. Эта помеха обусловлена нарушением ортогональности и является характерной для квадратурных сигналов. В идеальном случае фазовый сдвиг между опорными колебаниями должен составлять 90°. При практической реализации имеет место небольшое рассогласование, которое может достигать нескольких градусов. В результате появляется корреляция между квадратурными компонентами, приводящая к дополнительной аддитивной шумовой помехе в каждом канале после перемножения в синхронном детекторе демодулятора [4].

Для моделирования дисбаланса амплитудных компонент использовалась следующая модель:

$$\begin{cases} I_{out} = I_{in} + n_I \\ Q_{out} = Q_{in} + n_Q, \end{cases} \quad (2)$$

где $n_I \sim N(0, \sigma^2)$, $n_Q \sim N(0, \sigma^2)$ — независимые гауссовские шумы.

Экспериментальная часть

Была построена модель формирования и передачи сигнала по каналу связи. На генераторе псевдослучайной последовательности битов создается последовательность, которая затем на модуляторе MPSK преобразовывается в символы, а после каждому символу присваивается фаза. На выходе с модулятора мы получаем реальную *I* и мнимую *Q* часть сигнала. После *I* и *Q* компоненты на смесителе складываются и образуют вместе с опорным сигналом MPSK модулированный сигнал с прямоугольными импульсами на несущей частоте. На выходе с передатчика сигнал подаётся на усилитель мощности и далее передаётся по каналу связи с аддитивным белым гауссовым шумом на квадратурный демодулятор. На демодуляторе сигнал разделяется на две составляющие. Одна составляющая умножается на синус с несущей частотой, а другая на косинус с несущей частотой. Далее каждая составляющая подаётся на фильтр нижних частот. В результате всех преобразований мы получаем *I* и *Q* компоненту сигнала, которые подаются на смеху принятия решения о фазе сигнала. На выходе с демодулятора получаем принятую последовательность битов, которую можно сравнить с изначальной и определить вероятность возникновения битовой ошибки в канале связи. Отдельно в канале можно получить сигнальные созвездия сигнала до и после преобразований. Также можно посмотреть, как выглядит сигнал во временной области, *I* и *Q* компоненты сигнала после демодуляции. Отдельно в канале можно дополнительно учесть влияние на сигнал различных искажающих факторов. Было рассмотрено воздействие аддитивного белого гауссова шума и нелинейных искажений на усилителе мощности достоверность передачи сообщения, и в результате моделирования были получены проходные характеристики нелинейных усилителей при разных видах нелинейности (рис 1), зависимость вероятности возникновения битовой ошибки от искажения сигнала на выходе нелинейного усилителя (рис 2). Под искажением сигнала $\mathcal{X}$ будем понимать абсолютное отклонение среднеквадратичного значения реального сигнала от идеального:

$$\mathcal{X} = 100 \cdot \left| 1 - \frac{rsm(x_{\text{лин}})}{rsm(x)} \right|, \quad (3)$$

где $\mathrm{rsm}(x)$ - среднеквадратичное значение реального сигнала, а $\mathrm{rsm}(x_{\text{лин}})$ - среднеквадратичное значение идеального (линейного) сигнала.

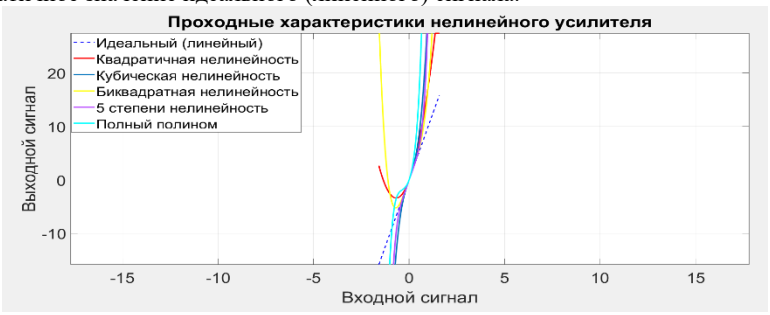


Рис. 1

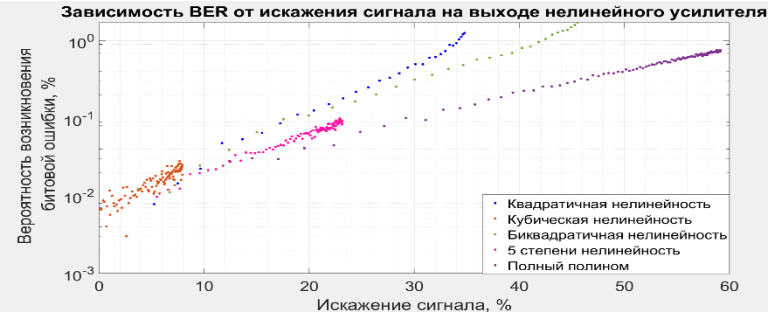


Рис. 2

Также была построена зависимость вероятности возникновения битовой ошибки от мощности на входе нелинейного усилителя для разных типов нелинейных усилителей (рис 3).

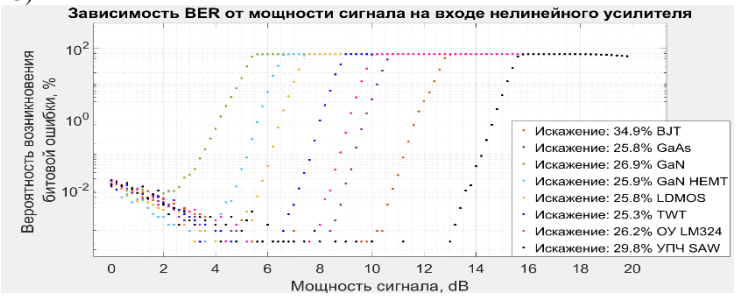


Рис. 3

Выводы

В результате проведённой работы было определено, что при малых значениях амплитуды сигнала искажения, вызванные тепловыми шумами в канале связи, сильно

влияют на передачу и приводят к увеличению вероятности ошибки передачи. С другой стороны, при больших амплитудах сигнала тепловой шум не оказывает такого сильного воздействия, однако при больших амплитудах из-за нелинейности усилителя происходит существенное искажение сигнала, в результате которого происходит рост вероятности возникновения битовой ошибки. Также было получено, что при нелинейности, соответствующей чётным степеням полинома, знак сигнал на выходе всегда меняется на положительный, что приводит к ошибке передачи информации, а при нелинейности, соответствующей нечётным степеням полинома, возникают интермодуляционные составляющие, которые приводят к ошибкам при передаче.

[1] Курочкин А. Е. Теоретические основы активных магнитных антенн. Ч. 1: Шумовые параметры входных каскадов радиоприёмных устройств с магнитной антенной — Минск: БГУИР, 2002, 150 с.
[2] Тюрин В.А., Бойко Б.П. Линия задержки: учеб.-метод. пособие — Казань: КФУ, 2015, 39 с.
[3] Скляр Б. Цифровая связь. Теоретические основы и практическое применение. Изд. 2-е, испр.: Пер.с англ. — М.: Издательский дом «Вильямс», 2003, 1104 с.
[4] http://jre.cplire.ru/jre/may16/7/text.html

ДОСТИЖЕНИЕ СЕКРЕТНОСТИ В КАНАЛЕ С ПОДСЛУШИВАНИЕМ МЕТОДАМИ КАНАЛЬНОГО КОДИРОВАНИЯ

Е.И. Турченко, В.В. Пархачёв

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В современных системах связи обеспечение конфиденциальности передаваемых данных основывается на криптографических методах, стойкость которых опирается на вычислительную сложность математических задач. Однако развитие вычислительных мощностей, квантовых компьютеров и появление новых алгоритмов анализа ставят этот подход под угрозу. Альтернативой является информационно-теоретическая секретность, которая не зависит от вычислительной сложности, а основана на теории кодирования канала.

В данной работе рассматривается модель канала прослушивания со стиранием и теория кодирования для обеспечения секретности в данном канале. Также в ходе работы были получены характеристики ансамблей LDPC кодов, обладающих необходимыми свойствами для обеспечения секретности передачи.

Теория кодирования канала.

Классическая задача теории информации предполагает наличие двух сторон — отправителя и получателя, соединённых каналом связи. Однако на практике часто существует угроза перехвата сообщения третьей стороной. Схема такого канала представлена на рис. 1 [1].

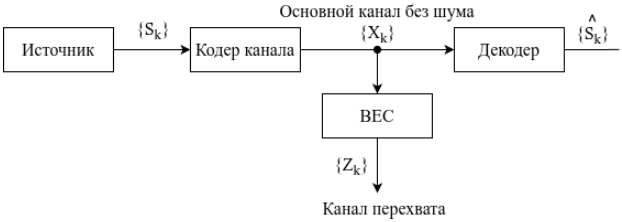


Рис. 1

Согласно работе [1] секретная пропускная способность канала определяется как максимально возможная скорость передачи информации с максимальной величиной неопределенности для канала перехвата:

$$C_s = Capacity(X \to Y) - Capacity\ (X \to Z), \qquad (1)$$

где $Capacity(..)$ – пропускные способности основного канала и канала перехвата соответственно.

Рассмотрим модель канала со стиранием (Erasure Wire-Tap) - EWT(ε). Основной канал не имеет шума, легитимный получатель принимает без искажений. Канал перехватчика представляет собой двоичный стирающий канал *BEC(1-ε)*, с вероятностью

стирания *1- ε* и вероятность утечки *ε*. Для такого канала секретная пропускная способность [2]:

$$C_s = 1 - Capacity\big(BEC(1-\varepsilon)\big) = 1 - \varepsilon. \quad (2)$$

Для достижения этой скорости применим кодирование на основе смежных классов. Зафиксируем линейный код *C* длины *n* и размерности *k*. Все пространство $\{0,1\}^n$ разбивается на 2^{n-k} смежных классов. Выберем 2^k из них, где $k \le n - dim(C)$ и сопоставим каждому сообщению *S* свой класс. Для передачи сообщения *S* кодер случайно и равновероятно выбирает слово из соответствующего смежного класса.

В качестве кода *C* используем линейный код, порождённый строками проверочной матрицы *H* некоторого LDPC-кода. Пусть *H* — матрица размера $m \times n$, случайно выбранная из ансамбля $C^n(\lambda, \rho)$ LDPC-кодов, имеющего *порог декодирования* равный $\varepsilon^*(\lambda, \rho)$, где λ — распределение степеней рёбер для переменных узлов, ρ — распределение степеней рёбер для проверочных узлов.

Для канала EWT перехватчик получает долю ε бит. Если подматрица порождающей матрицы *C* на этих позициях имеет полный ранг, то все смежные классы *C* содержат одинаковое число векторов, согласованных с наблюдением перехватчика. Это означает, что для него все сообщения равновероятны и условие секретности принимает вид [2]:

$$\varepsilon < \varepsilon^*(\lambda, \rho). \quad (3)$$

Для обеспечения секретности необходимо выбрать LDPC-ансамбль, порог декодирования которого превышает вероятность стирания в канале подслушивания. Тем самым можно установить прямую связь между порогом декодирования кода и его способностью обеспечивать секретность на физическом уровне.

Анализ свойств распределения узлов графа Таннера

Целью данного раздела является экспериментальное исследование характеристик нерегулярных LDPC-кодов для двоичного канала со стираниями (BEC) и анализ влияния параметров кодовой конструкции на эффективность декодирования для дальнейшего использования кодов в обеспечении секретности в EWT канале.

Ансамбль кодов определяется распределением степеней проверочных и битовых узлов, представленных в виде полиномов: $\lambda(x) = \sum \lambda_i x^{i-1}$ для битовых узлов и $\rho(x) = \sum \rho_i x^{i-1}$ для проверочных узлов.

Для канала со стираниями BEC эволюция вероятности ошибки декодирования на итерациях декодирования будет определяться следующим образом [3]:

$$x_{l+1} = \varepsilon \cdot \lambda\big(1 - \rho(1 - x_l)\big), \quad (4)$$

где x_l – вероятность того, что сообщение от битового узла к проверочному несет информацию о том, что состояние соответствующего бита является неизвестным на шаге декодирования l, а ε – вероятность стирания в канале.

Порог декодирования ε^* – это максимальное значение вероятности стирания, при котором итеративный процесс сходится к нулевой ошибке.

Напрямую вычисление порога декодирования не является возможным, потому что он определяется распределениями степеней узлов. В данной работе мы использовали процедуру поиска наилучшего порога декодирования ε^* для целевой скорости R с оптимизацией распределений $\rho(x)$ и $\lambda(x)$.

Декодирование будет успешно, когда для всех $x \in (0; 1]$:

$$\varepsilon \cdot \lambda\big(1 - \rho(1 - x)\big) < x. \qquad (5)$$

Необходимо найти распределения степеней проверочных и битовых узлов, которые дают максимальный порог ε^* для целевой скорости R согласно условию успешного декодирования (5). Скорость кода связана с распределениями по следующей формуле [3]:

$$R = 1 - \frac{\int_0^1 \rho(x)dx}{\int_0^1 \lambda(x)dx} = 1 - \frac{\sum_j \rho_j / j}{\sum_i \lambda_i / i} = 1 - \frac{\bar{d}_v}{\bar{d}_c}, \qquad (6)$$

где d_v и d_c – степени, а $\bar{d}_v, \bar{d}_c$ – средние степени битовых и проверочных узлов соответственно.

В данной работе была применена следующая процедура поиска оптимального распределения. Изначально задается целевая скорость кода R и порог декодирования ε^*. Учитывая, что $\rho(x)$ и $\lambda(x)$ являются полиномами – задача их совместной оптимизации является нелинейной. Однако, если задать некоторое распределение $\rho(x)$ – то тогда задача становится линейной.

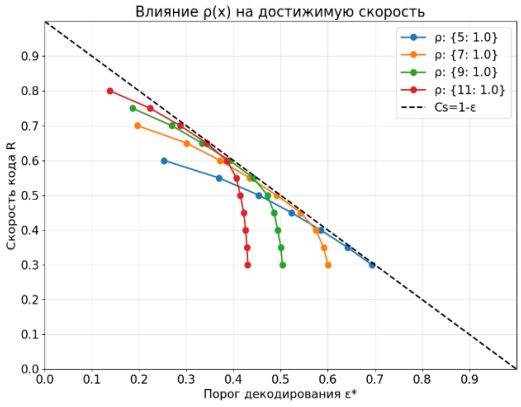


Рис. 2

Таким образом, при заданном $\rho(x)$, целевом пороге ε^* и скорости R ищем распределение $\lambda(x)$, которое даёт наилучший действительный порог методом линейного программирования.

Выбор $\rho(x)$ влияет на максимально достижимую скорость кода и максимально возможный порог декодирования, как показано на рисунке 2.

Для достижения областей высоких и низких скоростей будем адаптировать $\rho(x)$ и на основе подобранных значений искать решения оптимизационной задачи для $\lambda(x)$. Результат процедуры адаптации отображён на рис. 3.

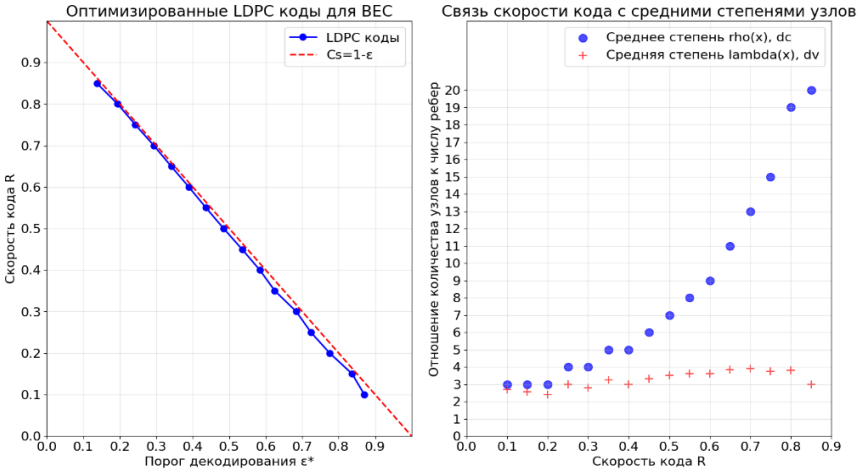


Рис. 3

На графике связи скорости кода со средними степенями узлов (рис. 3) отражена зависимость (7):

$$R=1-\frac{\bar{d}_v}{\bar{d}_c}. \qquad (7)$$

Результаты

В ходе работы был проведен анализ модели канала с прослушиванием, рассмотрены основные свойства данной модели, характеризующие секретность передачи данных. Был рассмотрен метод кодирования с использованием дуальных LDPC-кодов. Получены распределения степеней узлов описывающие ансамбли LDPC-кодов с заданными скоростями кода и порогами декодирования.

В дальнейшем полученный результат позволит нам создавать кодовые матрицы и использовать их для обеспечения секретности в канале перехвата со стиранием.

[1] Wyner A.D. // Bell System Technical Journal. 1975. Vol. 54, no. 8. P. 1355.
[2] Thangaraj A., Dihidar S., Calderbank A. R., McLaughlin S., Merolla J.-M. // IEEE Transactions on Information Theory. 2008. Vol. 54, no. 8. P. 3572.
[3] Richardson T. J., Urbanke R. L. Modern Coding Theory – New York: Cambridge University Press, 2008, p. 110.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ АЦП СПЕКТРОМЕТРА И ШУМОВ НА ВОЗМОЖНОСТЬ ОБНАРУЖЕНИЯ ЛИНИИ ПОГЛОЩЕНИЯ

Д.А. Евтеев[1)], М.Б. Черняева[1, 2)], А.А. Яблоков[2)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] ИФМ РАН

Введение

Молекулярная спектроскопия играет важную роль в современной науке. Исследование состава и свойств веществ незаменимо в различных областях, таких как астрофизика, химия, материаловедение и медицинская диагностика. Проведение спектроскопических исследований сводится к выделению линий поглощения из сигнала на выходе спектрометров. Точность определения параметров спектральных линий, таких как положение центра линии, её ширина и форма, напрямую влияет на достоверность интерпретации экспериментальных данных. В частности, инструментальная обработка в приемном блоке нестационарного спектрометра влияет на вид экспериментальной линии поглощения, которая визуально становится схожей со второй производной от теоретической линии поглощения [1-3]. Кроме того, показания со спектрометров всегда искажены шумами, а также аппаратными ограничениями, такими как квантование сигнала в аналого-цифровых преобразователях (АЦП) [4]. Данные искажения могут существенно затруднить детектирование спектральных линий.

Целью данной работы является разработка программного инструмента для моделирования и анализа формы спектральной линии с учётом искажения шумами и АЦП спектрометра с фазовой манипуляцией воздействующего на газ излучения.

Генерация сигнала

С использованием языка программирования Python [5] была написана программа для генерирования сигнала, визуально похожего на сигнал во временной области для спектрометра с фазовой манипуляцией. Он представляет собой смесь сигнала переходного процесса от спектральной линии и помехи от тракта (рис. 1). Для приближения к реальным условиям в сигнал добавляется гауссовский шум с заданным уровнем, после чего выполняется квантование данных с выбранным шагом для имитации работы АЦП. Усреднение сигнала по множеству экспериментов позволяет снизить влияние случайных шумов. Смоделированный во временной области сигнал аппроксимируются параболой. Перед началом моделирования линии поглощения со спектрометра (далее – экспериментальная линия) программа производит расчет линии без шумов и квантования (далее – эталонная линия).

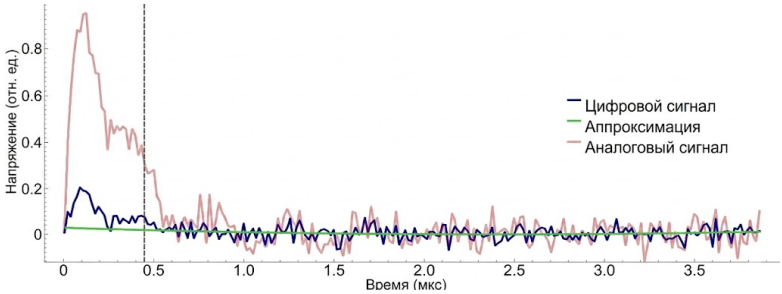


Рис.1

Метод выделения линии поглощения

Для выделения линии поглощения необходимо выбрать способ сравнения экспериментальной линии с эталонной линией в случае наличия линии, и с нулевой функцией при отсутствии линии (рис. 2). Для выполнения поставленных задач был выбран метод подгоночной кривой. Он предполагает подбор такого масштаба эталонной линии, при котором минимизируется среднеквадратичное отклонение между экспериментальной и эталонной линиями. Далее сравнением невязки между сигналами и получившейся высотой масштабированного эталона можно сделать вывод о наличии или отсутствии линии поглощения.

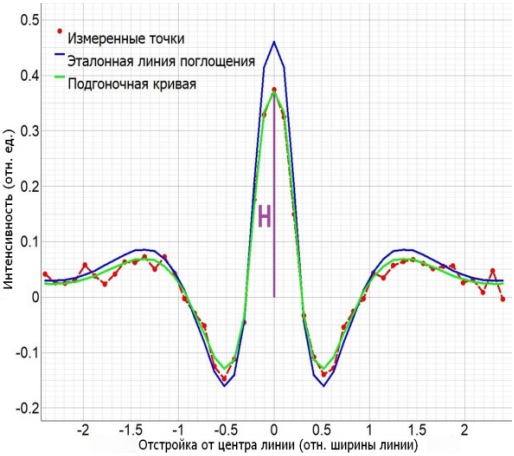


Рис. 2

Определение границ выделения линии

Для определения границ параметров, при которых метод выделяет линию, была написана программа для варьирования уровня шума и шага квантования АЦП и построения графика распределения вероятностей выделения линии (далее – вероятностей). Для большей точности необходимо эксперимент в каждой точке проводить $N_{эксп}$ раз с последующим усреднением. Данный параметр выбирается таким образом, чтобы обеспечивалась гладкость функции распределения вероятности (без резких пиков).

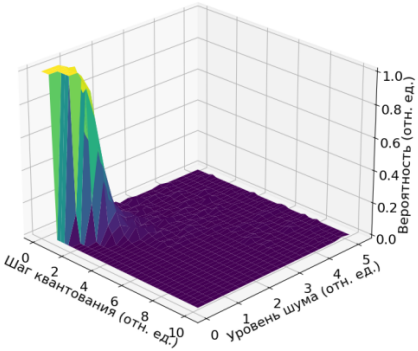


Рис. 3

Влияние шума снижается при увеличении $N_{уср}$, что означает изменение графика распределения вероятностей. Для нахождения зависимости построим три графика, соответствующих $N_{уср} = 10,\ 100$ (рис. 3, 4).

Из рисунков видно, что уровень шума и минимальный шаг квантования, при которых определяется линия поглощения, увеличиваются прямо пропорционально до определенной границы, зависящей от $N_{уср}$. После пересечения данной границы линия будет скрыта за шумами, и выделить ее можно будет, только повысив $N_{уср}$.

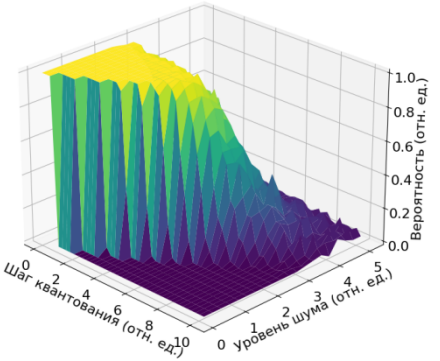


Рис. 4

Визуально можно установить, что зависимость области выделения линии $\sim\sqrt{N_{уср}}$. Для подтверждения этого построим больше распределений при разных $N_{уср}$, после чего выведем срезы графиков по вероятности = 0,5 (рис. 5). Если нормировать координаты каждого среза на соответствующий $\sqrt{N_{уср}}$, то все они приблизительно совпадут (рис. 6).

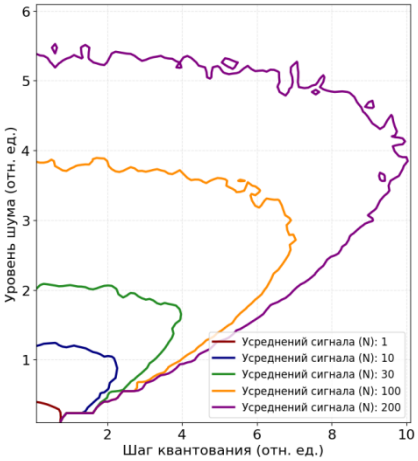


Рис. 5

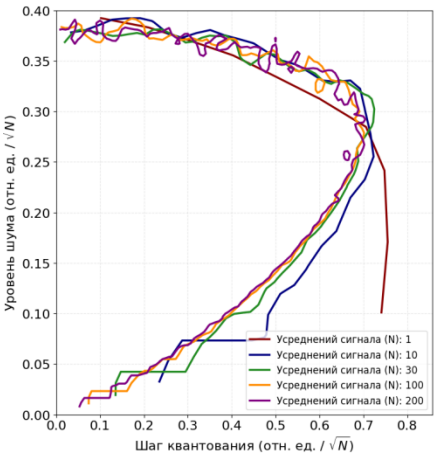


Рис. 6

Можно сделать вывод, что разработанное приложение при варьировании уровня шума и шага квантования АЦП и построении распределений вероятностей выделения линии дает возможность оценки границ вероятности выделения линии для такой пары параметров, как шаг квантования и уровень шума, при разных значениях усреднения сигнала. Выявлены зависимости границы вероятности выделения линии поглощения от числа усреднений сигнала, с помощью которой можно оценить, обнаружит ли алгоритм линию при конкретных значениях рассматриваемых параметров.

[1] Gordy W., Cook R.L. Microwave molecular spectra. (Techniques of Chemistry, Volume XVIII), 2nd ed. – New York: John Wiley & Sons, Inc. 1994. 929 p.
[2] Вакс В.Л., Анфертьев В.А., Балакирев В.Ю., Басов С.А., Домрачева Е.Г., Иллюк А.В., Куприянов П.В., Приползин С.И., Черняева М.Б. // Успехи физических наук. 2020. Т. 190. С. 765.
[3] Rothbart N., Holz O., Koczulla R., Schmalz K., Hübers H.-W. // Sensors. 2019. Vol. 19. P. 2719
[4] Serov A.N., Serov N.A., Chumachenko D.A. // IEEE EUROCON 2019 -18th International Conference on Smart Technologies. – Novi Sad, Serbia. 2019. P. 1.
[5] https://www.python.org/

ИССЛЕДОВАНИЕ LDPC-КОДИРОВАНИЯ В СПУТНИКОВЫХ СИСТЕМАХ СВЯЗИ

И.И. Алексеев

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Цель и задачи

Целью исследования оценка эффективности LDPC-кодирования по сравнению со стандартными канальными кодами для различных типов фазовой манипуляции.

Задачи и методика исследования:

1) Разработка имитационный модели канала цифровой спутниковой связи в среде MATLAB, Simulink
2) Реализация алгоритмов канального кодирования: LDPC, сверточный код, каскадный код (код Рида-Соломона внешний, сверточный код внутренний)
3) Реализация следующих видов фазовой манипуляции: BPSK, QPSK, 8-PSK.
4) Анализ зависимости вероятности битовой и символьной ошибки от отношения сигнал/шум (BER (E_b/N_0), SER (E_b/N_0))
5) Оценка выигрыша LDPC-кодов с точки зрения энергетических и спектральных характеристик по сравнению с другими схемами канального кодирования

Результаты

В результате проведенного моделирования получены зависимости BER (E_b/N_0), SER (E_b/N_0) для различных видов фазовой манипуляции (рис. 1 – 3).

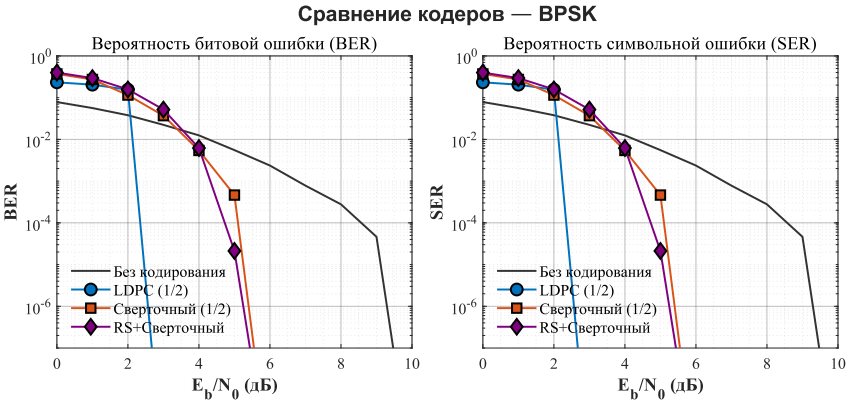


Рис. 1

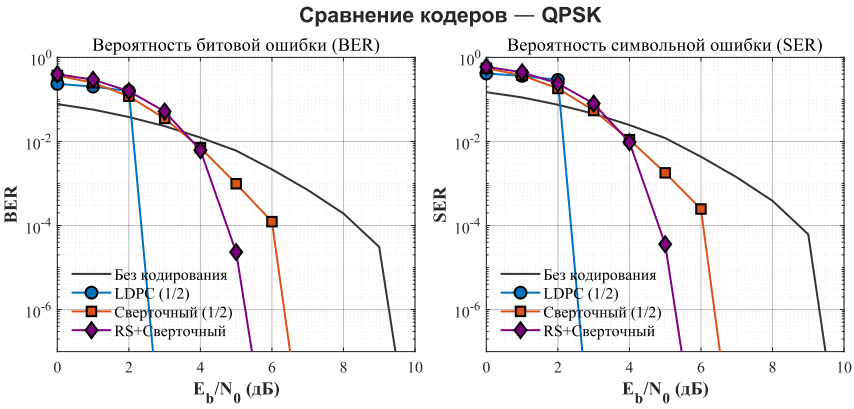


Рис. 2

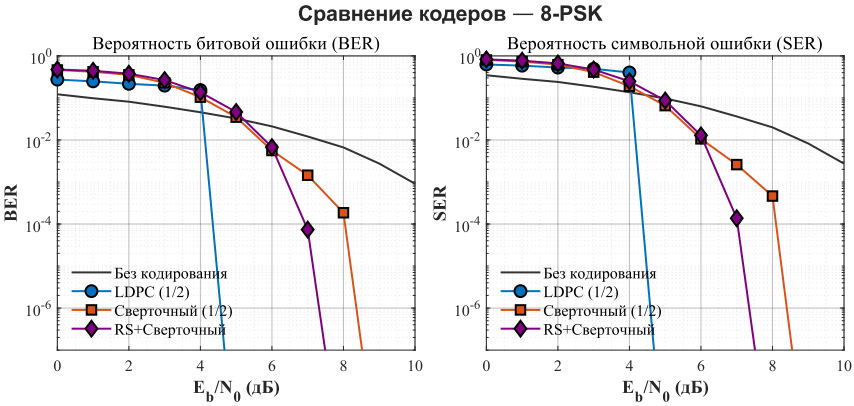


Рис. 3

Проведенный анализ результатов показал, что использование LDPC-кодов позволяет значительно снизить вероятность битовой и символьной ошибки по сравнению с другими схемами кодирования при тех же энергетических характеристиках.

Применение LDPC-кодов позволило получить энергетический выигрыш 5 – 7 дБ относительно передачи без использования канального кодирования. Для сверточных и каскадных кодов энергетический выигрыш в результате моделирования составил 1 – 4 дБ.

Среди исследуемых методов кодирования LDPC-коды имеют наименьшее отставание от теоретической границы пропускной способности канала – 3.8 – 4.1 дБ, для сверточного и каскадного кодирования эта величина составила 6 – 8 дБ.

Выводы

1) LDPC-коды обеспечивают наибольший энергетический выигрыш относительно передачи без использования канальных кодов среди исследуемых канальных кодов
2) Применение LDPC-кодов позволяет повысить спектральную эффективность системы и приблизиться к максимальной скорости безошибочной передачи данных через канал связи
3) С точки зрения энергетических характеристик, помехозащищенности и спектральной эффективности наилучшей комбинацией модуляции и канального кодирования по результатам моделирования является квадратурная фазовая манипуляция с применением LDPC-кодов.

[1] Скляр Бернард. Цифровая связь. Теоретические основы и практическое применение. Изд. 2-е, испр.: Пер. с англ. – М.: Издательский дом "Вильямс", 2003, 1104 с.
[2] Голиков А.М. Кодирование и шифрование информации в системах связи. Часть 1. Кодирование. – М.: Горячая линия – Телеком, 2007, 288 с.
[3] Голиков А.М. Кодирование и шифрование информации в радиоэлектронных системах передачи информации. Часть 2. Шифрование. Изд. перераб. и доп. – Томск: ТУСУР, 2018, 377 с.
[4] Прокис Джон. Цифровая связь. Пер. с англ. / Под ред. Д.Д. Кловского. – М.: Радио и связь. 2000, 800 с.
[5] Сергиенко Ю.П. Цифровая обработка сигналов. – СПб.: Питер, 2019, 768 с.
[6] Золотарёв В.В., Овечкин Г.В., Выборнов О.Е. Помехоустойчивое кодирование. Методы и алгоритмы. – М.: Горячая линия–Телеком, 2016, 444 с.
[7] Алексеев И.И., Шулепин М.А, Ширкаев А.В. // В кн.: Тр. XXIX научн. конф. по радиофизике. 14 - 31 мая 2025 г. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2025. С. 291.

ОЦЕНКА КАЧЕСТВЕННЫХ ОГРАНИЧЕНИЙ ЭМПИРИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ОКАМУРА–ХАТА И УСЛОВИЯ НЕОБХОДИМОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ПОЛЕВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ИЛИ ДЕТЕРМИНИРОВАННЫХ МЕТОДОВ

Н.А. Мухин, С.В. Шахтанов

ГБОУ ВО НГИЭУ Княгининский университет

Введение

В работе проводится анализ методологических ограничений классической эмпирической модели Окамура–Хата, широко применяемой для прогнозирования потерь затухания на трассе распространения сигнала в наземных подвижных радиосистемах. Выявлены ключевые факторы, не учитываемые данной моделью: выход за пределы частотного диапазона (150–1500 МГц), игнорирование морфологических параметров застройки, отсутствие учёта дифракционных эффектов и временных характеристик канала. На основе аналитических расчётов количественно оценена погрешность модели при применении к современным сценариям развёртывания сетей (микросоты, частоты 2,4–3,5 ГГц, плотная городская застройка) [1]. Показано, что в условиях уличных каньонов погрешность модели Окамура–Хата достигает 12–15 дБ, что делает её неприменимой для точного проектирования современных беспроводных систем без дополнительной калибровки или замены на детерминированные методы.

Современные системы связи функционируют в условиях, кардинально отличающихся от исходных предпосылок модели: более высокие частотные диапазоны (до миллиметровых волн), малые соты с высотой антенн менее 30 м, сложная морфология городской застройки [2].

Теоретические основы модели Окамура–Хата

Исходное аналитическое выражение модели для средних городских условий имеет вид (1):

$$L_{50} = 69{,}55 + 26{,}16lgf - 13{,}82lgh_b - a(h_m) + (44{,}9 - 6{,}55lgh_b)lgd \quad (1)$$

При этом коррекция для учёта высоты мобильной антенны (2):

$$a(h_m) = (1{,}1lgf - 0{,}7)h_m - (1{,}56lgf - 0{,}8) \quad (2)$$

Область применимости модели:

- Частота f: 150–1500 МГц;
- Высота базовой станции h_b: 30–200 м;
- Высота мобильной антенны h_m: 1–10 м;
- Расстояние d: 1–20 км.

Аналитическое выражение модели для других типов местности определяется по формулам 3 и 4.

Для пригородной зоны:

$$L_{suburban} = L_{urban} - 2\left[lg\left(\frac{f}{28}\right)\right]^2 - 5{,}4\,. \quad (3)$$

Для открытой местности:

$$L_{open} = L_{urban} - 4{,}78(lgf)^2 + 18{,}33lgf - 40{,}94\,. \quad (4)$$

Методологические ограничения модели Окамура–Хата

Перечень неучтённых факторов ограничения модели Окамура–Хата показан в таблице 1.

Табл. 1

№	Фактор	Описание ограничения
1	Частотный диапазон	Модель не валидирована для f>1500 МГц; экстраполяция приводит к систематической ошибке
2	Высота антенн	Не применима для малых сот (h_b<30 м) и устройств IoT (h_m <1 м)
3	Расстояние	Не описывает ближнюю зону (d<1 км), критичную для микросот
4	Морфология застройки	Использует усреднённые поправки, не учитывает конкретную геометрию зданий и улиц
5	Ориентация улиц	Игнорирует волноводный эффект в каньонах, ориентированных вдоль линии связи
6	Дифракция	Не содержит явного учёта дифракции на краях зданий и крышах
7	Временные характеристики	Не предоставляет информацию о RMS delay spread, когерентной полосе, доплеровском спектре
8	Сезонные вариации	Не учитывает влияние листвы, атмосферных условий, осадков
9	Поляризация	Предполагает вертикальную поляризацию; влияние кросс-поляризации не моделируется
10	Внутреннее проникновение	Не применима для расчёта потерь при проникновении сигнала в здания

Количественная оценка погрешности из-за ограничений

Для оценки вклада каждого ограничения в общую погрешность вводится коэффициент деградации точности δ_i, определяемый как относительное отклонение прогноза модели от реального значения при варьировании соответствующего параметра [3].

Расчёт для сценария С (уличный каньон, 5G):

- f=3500 МГц (выход за диапазон: δ_1=+4,2 дБ);
- h_b=15 м (ниже минимума: δ_2=+2,8 дБ);
- d=0,2 км (ближняя зона: δ_3=+1,5 дБ);
- Плотная застройка, не учтённая морфологией: δ_4=+3,1 дБ;
- Волноводный эффект в каньоне: δ_5=+2,4 дБ.

Суммарная погрешность определяется по формуле 5 (при предположении независимости вкладов):

$$\Delta L = \sqrt{\sum_{i=1}^{5} \delta_i^2} = \sqrt{4{,}2^2 + 2{,}8^2 + 1{,}5^2 + 3{,}1^2 + 2{,}4^2} \approx 6{,}8 \text{ дБ}. \quad (5)$$

При учёте корреляции факторов реальная погрешность может достигать 12–15 дБ, что подтверждается данными полевых измерений.

Результаты расчётов и анализ

Количественные результаты для типовых сценариев определения погрешностей приведены в таблице 2.

Табл. 2

Сценарий	Частота, МГц	h_b, м	d, км	Прогноз L_{50}, дБ	Оценочная погрешность, дБ
Макросота (900 МГц)	900	40	2,5	132,1	2,3
Микросота (2,4 ГГц)	2400	12	0,4	—*	8,.7
Уличный каньон (3,5 ГГц)	3500	15	0,2	—*	13,4
Плотная застройка (5G)	5000	8	0,15	—*	15,8

* — расчёт формально возможен, но результат не валиден из-за выхода за пределы области применимости модели.

Анализ погрешности

Запуск кода для 10 000 случайных сценариев даёт следующие результаты значений:

- Среднее: 4,17 дБ
- Медиана: 4,38 дБ
- Стандартное отклонение: 1,76 дБ
- 95-й перцентиль: 6,62 дБ
- Максимальная погрешность: 8,47 дБ
- Доля сценариев с погрешностью > 6 дБ: 16,4%

Распределение хорошо аппроксимируется логнормальным законом с параметрами μ=1,85, σ=0,62, что указывает на мультипликативный характер накопления ошибок от различных факторов.

Критически важным является вывод о том, что в двух третях современных сценариев погрешность модели превышает 6 дБ, что эквивалентно ошибке в определении зоны покрытия на 30–40%. Это делает прямое применение модели Окамура–Хата недопустимым для точного проектирования без дополнительной калибровки.

Пороговые критерии применения модели Окамура–Хата

На основе проведённого анализа сформулированы следующие критерии:

1) Частотный диапазон: при f>1500 МГц модель требует калибровки по полевым данным или замены на 3GPP TR 38.901.

2) Высота базовой станции: при h_b<20 м погрешность растёт экспоненциально; рекомендуется использование моделей для малых сот (например, COST 231 Walfisch–Ikegami).
3) Расстояние: при d<0.5 км необходимо учитывать ближнюю зону и многолучевую структуру канала методами лучевой трассировки.
4) Плотность застройки: при ρ>60% или коэффициенте каньона $K_{кан}$>1,3 обязательна детерминированная модель или измерения.
5) Требования к надёжности: при уровне обслуживания (SLA) > 99,5% погрешность > 4 дБ недопустима; требуется верификация измерениями.

Выводы

Эмпирическая модель Окамура–Хата остаётся ценным инструментом для предварительного планирования макросотовых сетей в диапазоне до 1500 МГц. Однако её методологические ограничения — узкий частотный диапазон, игнорирование морфологии застройки, отсутствие учёта временных характеристик канала — приводят к систематическим погрешностям до 12–15 дБ при применении к современным сценариям (микросоты, частоты 2.4–5 ГГц, плотная городская среда).

Представленные аналитические выражения позволяют количественно оценить вклад каждого ограничения в общую погрешность и принять обоснованное решение о необходимости перехода к полевым измерениям или детерминированным методам. Для обеспечения точности проектирования современных беспроводных систем рекомендуется использовать гибридный подход: модель Окамура–Хата — для макропланирования, детерминированные модели и измерения — для детализации критических зон.

[1] Рекомендации МСЭ-Р Р.1546-6. Метод прогнозирования напряжённости поля для наземной подвижной службы в диапазоне частот 30 МГц – 3000 МГц [Электронный ресурс]. — Женева : Международный союз электросвязи, 2019.
[2] Бакулин М.Г., Крейнделин В.Б., Панкратов Д.Ю. Основы радиосвязи и радиосети: учебник для вузов. – Москва: Горячая линия – Телеком, 2018, 280 с.
[3] Попов В.И., Скуднов В.А., Васильев А.С. // Евразийский Союз Учёных. 2016. № 3-3 (24). С. 68.

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК РАЗРЕШЕНИЯ И РАСПОЗНАВАНИЯ СИГНАЛОВ В СЛОЖНОЙ СИГНАЛЬНО-ПОМЕХОВОЙ ОБСТАНОВКЕ НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА СОБСТВЕННЫХ ЧИСЕЛ ВЫБОРОЧНОЙ КОРРЕЛЯЦИОННОЙ МАТРИЦЫ

Али Х. Адам, С.А. Козлов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В современных радиолокационных, гидроакустических и связных системах одной из ключевых задач является разрешение сигналов — способность раздельно наблюдать сигналы, близкие по частоте, времени или направлению прихода. Классическая теория обработки сигналов утверждает, что потенциальная разрешающая способность ограничена интервалом Релея, которая шириной функции неопределенности (рассогласования) по измеряемому параметру [1]. Превышение этого предела (сверхрелеевское разрешение) возможно только при использовании параметрических методов, большинство из которых эффективны лишь при высоких отношениях сигнал/шум (ОСШ).

Однако реальная сигнально-помеховая обстановка часто характеризуется:

- наличием одного мощного сигнала-помехи (например, отражения от подстилающей поверхности или корпуса летательного аппарата);
- присутствием слабого полезного сигнала (эхосигнал от малоразмерной цели, пропеллерная модуляция);
- нестационарностью параметров сигналов, в частности — фазо-частоными флуктуациями.

Модели сигналов

Пусть на вход приёмной системы поступает пачка из N импульсов, представляющая собой аддитивную смесь суммы двух сигналов $\mathbf{S}_1$ и $\mathbf{S}_2$ и собственного шума $\mathbf{n}$, распределенного по гауссовскому (нормальному) закону:

$$\mathbf{X} = v_1\mathbf{S}_1 + v_2\mathbf{S}_2 + \mathbf{n}, \tag{1}$$

где v_1 и v_2 – фиксированные амплитудные множители полезных сигналов, $v_1 >> v_2$.

Сигнальные векторы имеют вид:

$$\begin{aligned}\mathbf{S}_1 &= \left[\exp\left(-jf_1T\right),\ \exp\left(-j\left(2f_1T\right)\right), \ldots, \exp\left(-j\left(Nf_1T\right)\right)\right]^*,\\ \mathbf{S}_2 &= \left[\exp\left(-jf_2T\right),\ \exp\left(-j\left(2f_2T\right)\right), \ldots, \exp\left(-j\left(Nf_2T\right)\right)\right]^*,\end{aligned} \tag{2}$$

где T – период следования импульсов; f_1 и f_2 – частоты сигналов и $\mathbf{S}_1$ и $\mathbf{S}_2$ соответственно. Такая ситуация типична при обнаружении малоразмерных воздушных объектов на фоне пассивных помех [2] или при наблюдении пропеллерного эффекта у винтовых летательных аппаратов [3]. Особый интерес представляют случаи, когда частотный интервал между сигналами меньше релеевского, а слабый полезный сигнал имеет случайные флуктуации частоты. Для модели с флуктуациями частоты слабого сигнала

частота f_2 является случайной величиной, распределённой либо равномерно в интервале ΔF, либо нормально с СКО σ_f в зависимости от сигнальной ситуации.

Метод анализа собственных чисел выборочной корреляционной матрицы

Оценка корреляционной матрицы (КМ) вычисляется по L независимым реализациям (выборочная КМ):

$$\hat{\mathbf{M}} = \frac{1}{L}\sum_{i=1}^{L} \mathbf{X}_i \mathbf{X}_i^*. \qquad (3)$$

При наличии одного мощного детерминированного сигнала точная КМ имеет одно «сигнальное» собственное число (СЧ) и N–1 «шумовых», равных единице. Однако из-за конечной выборки и наличия слабого сигнала шумовые СЧ флуктуируют. При этом СЧ выборочной матрицы $\hat{\mathbf{M}}$ удовлетворяют условию $\hat{\lambda}_1 \geq \hat{\lambda}_2 \geq \cdots \geq \hat{\lambda}_N \geq 0$.

В случае обнаружения (разрешения) слабого сигнала относительно шума (менее 1-2 дБ) на фоне сильного, т.е. при условии $\nu_1 >> \nu_2$, СЧ упорядочиваются в следующем виде: $\hat{\lambda}_1 \gg \hat{\lambda}_2 \geq \cdots \geq \hat{\lambda}_N \geq 0$.

В работе [4] получено аналитическое выражение (1) для интегральной функции распределения максимального шумового СЧ выборочной КМ как детерминант матрицы, элементы которой представляют собой отношение гамма-функций:

$$F_{K+1}(N, L, \lambda) = det\left[\frac{\gamma(L - N + i + j - 1, L\lambda)}{\Gamma(L - N + i)\Gamma(j)}\right], \qquad (4)$$

$$i, j = 1 \ldots N - K,$$

где K – число источников, N – размерность оценочной КМ, L – число выборок, i – номер строки, j – номер столбца.

Результаты численного моделирования

Характеристики разрешения слабого детерминированного сигнала на фоне сильного детерминированного сигнала с частотами меньшими интервала релеевского разрешения получены численным моделированием (рис. 1). Такая сигнальная ситуация характерна при обнаружении малоскоростной малоразмерной цели на фоне интенсивных пассивных помех [2].

Были вычислены пороги $\lambda_{ЛТ}$ для вероятности ложной селекции $P_{лт} = 10^{-3}$ для следующих параметров входного сигнала: $N = 5$, $L =$ 5, 10, 15. Амплитуда первого сигнала бралась фиксированной и составляла $\nu_1 = 40$ дБ, а амплитуда второго изменялась в пределах от уровня собственного шума до значений, близких к амплитуде первого сигнала. Мощность собственного шума полагалась $\sigma_{ш}^2 = 1$. На рис. 1 представлены характеристики разрешения (вероятность правильного разрешения P_D от ОСШ слабого сигнала) для различных частотных интервалов Δf относительно релеевского (при N=5, L=10).

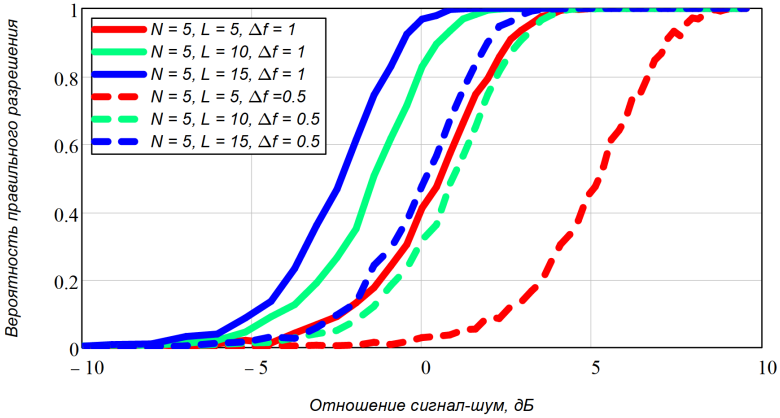


Рис. 1

Видно, что метод на основе анализа СЧ выборочной КМ обладает свойствами сверхразрешения, т.е. позволяет разрешить слабый сигнал при частотных интервалах меньших релеевского интервала разрешения. При этом определяется факт наличия во входной выборке слабого сигнала, но не определяется значение параметра (частоты).

При уменьшении Δf в 2 раза ($\Delta f = 0{,}5$) требуемое ОСШ для $P_D = 0{,}8$ возрастает на 2,5–5 дБ. При дальнейшем уменьшении интервала ($\Delta f = 0{,}1$) амплитуда слабого сигнала должна быть соизмерима с амплитудой сильного (порядка 30–40 дБ). Увеличение объёма выборки L и числа импульсов N улучшает характеристики, но не устраняет принципиального ограничения.

На рис. 2 приведены, полученные методом численного моделирования, характеристики обнаружения (распознавания) слабого сигнала с флуктуациями частоты, распределенными по равномерному закону в интервале ΔF, на фоне сильного детерминированного сигнала (зависимость вероятности правильного разрешения P_D от представлены характеристики разрешения (вероятность правильного разрешения P_D от отношения сигнал/шум второго сигнала) для различных значений интервала флуктуаций интервале ΔF. Такая сигнальная ситуация характерна для случая обнаружения доплеровских сигнатур от винтовой цели [3], обусловленных вращением винтов. Заметно, что с увеличением интервала флуктуаций ΔF ОСШ для разрешения слабого сигнала при заданной вероятности правильного разрешения P_D существенным образом увеличивается при уменьшении интервала частот для всех СЧ (при этом, значение ОСШ для минимального СЧ увеличивается существенно больше по сравнению с другими СЧ). Так при величине $\Delta F = 0{,}1$ значения порога для минимального СЧ увеличивается до уровня порядка 40 дБ, т.е. становится соизмеримым с амплитудой первого сигнала. Также отметим, что при увеличении интервала флуктуаций $\Delta F > 1$ значения характеристик разрешения уже не изменяются.

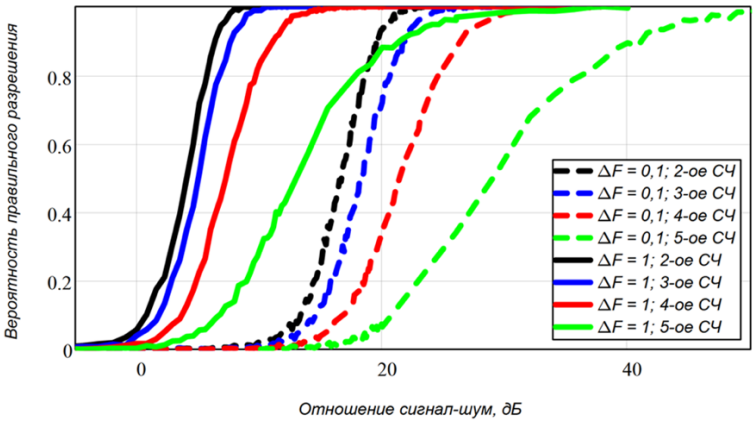


Рис. 2

Выводы

В работе проведено систематическое исследование характеристик сверхрелеевского разрешения сигналов на основе анализа собственных чисел выборочной корреляционной матрицы. Основные результаты:

- количественно оценены требуемые ОСШ для разрешения детерминированных сигналов при частотных интервалах от 0,1 до 1 от релеевского.
- получены сравнительные характеристики разрешения для сигналов с частотными флуктуациями, распределенных по равномерному закону.
- определены условия, при которых увеличение ширины спектра флуктуаций перестаёт влиять на разрешающую способность (ΔF>1).

Метод разложения КМ сигналов с использованием интегрального распределения максимального шумового СЧ позволяет оценить число внешних источников излучения при заданном уровне ложных тревог. Оценка числа источников излучения значения может быть использована в системах распознавания, а также в качестве входных значений параметров моделей для методов сверхразрешения. Результаты могут быть рекомендованы для использования при синтезе радиотехнических систем с повышенной разрешающей способностью в условиях сложной сигнально-помеховой обстановки.

[1] Чижов А.А. Сверхрэлеевское разрешение. Т. 1: Классический взгляд на проблему – Москва: КРАСАНД, 2010, 96 с.
[2] Richards, M. A. Fundamentals of Radar Signal Processing. – New York: McGraw-Hill, 2005.
[3] Leonardi M., Ligresti G., Piracci E. // Drones. 2022. No. 6. P. 124.
[4] Родюшкин К.В. // Известия вузов. Радиофизика. 2001. Т. 44, № 3. С. 285.

ВЛИЯНИЕ ПОСТОЯННОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ НА ВЕРОЯТНОСТЬ БИТОВЫХ ОШИБОК В ЦИФРОВЫХ ПРИЕМНИКАХ С ПРЯМЫМ ПРЕОБРАЗОВАНИЕМ

С.П. Дорохов, Д.Н. Ивлев, Д.А. Кашин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В современных системах цифровой связи широко применяется архитектура приёмного тракта с прямым преобразованием частоты (рис. 1) и архитектура передающего тракта с прямой квадратурной модуляцией (рис. 2) [1]. Такие архитектуры активно используются благодаря простоте реализации и возможности интеграции в одну интегральную схему. Однако одним из недостатков данных решений является появление паразитной постоянной составляющей в сигнале при приёме из-за возможной утечки сигнала гетеродина на вход преобразователя частоты в приёмном тракте, просачивания сигнала гетеродина на выход преобразователя частоты в передающем тракте, а также дрейф нуля в усилительных и преобразовательных каскадах приёмника [1]. Постоянная составляющая приводит к смещению сигнального созвездия и, как следствие, увеличению вероятности битовой ошибки (вероятность битовой ошибки – Bit Error Rate – BER). В данной работе исследуется влияние постоянной составляющей на BER для цифровых сигналов с видами модуляции BPSK, QPSK, PSK-8, QAM-16 [2].

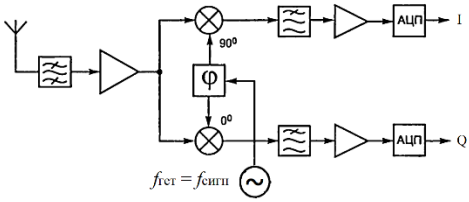


Рис. 1

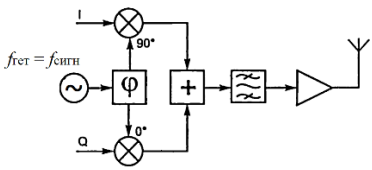


Рис. 2

После квадратурного преобразования сигнал в приемнике представляется двумя низкочастотными компонентами: синфазной (I) и квадратурной (Q), т.е. сигнал рассматривается как комплексный. В каждом из каналов (синфазном и квадратурном) будет своя величина паразитного постоянного смещения, поэтому слагаемое для паразитной постоянной составляющей можно описать как $V_0 e^{j\varphi_0} = I_0 + jQ_0$. Со временем величины V_0 и φ_0 могут меняться (например, из-за температурного дрейфа параметров элементов схем), однако такие изменения происходят, как правило, довольно медленно. Поэтому будем считать, что величины V_0 и φ_0 остаются постоянными по крайней мере на интервале анализа (время, необходимое для передачи такого количества данных, которое позволит вычислить BER с необходимой точностью).

Комплексный сигнал на входе двухканального аналого-цифрового преобразователя приемника с прямым преобразованием можно описать выражением:

$$\dot{s}(t) = A(t)e^{j\varphi(t)} + V_0 e^{j\varphi_0} + \dot{n}(t), \qquad (1)$$

где $A(t)$, $\varphi(t)$ – амплитуда и фаза сигнала, V_0, φ_0 – величина и фаза паразитной комплексной постоянной составляющей, $\dot{n}(t)$ – аддитивный белый гауссовский шум (АБГШ). Амплитуда V_0 определяет величину смещения, а фаза φ_0 – направление

смещения сигнального созвездия. Шум АБГШ случайным образом «размывает» каждую точку созвездия, тогда как постоянная составляющая сдвигает положение созвездия на комплексной плоскости.

Исследование проводилось путём имитационного моделирования в среде MATLAB. В модели канала к сигналу добавлялись аддитивный белый гауссов шум и комплексная постоянная составляющая в соответствии с (1). Для указанных выше видов модуляции исследовалось влияние относительной величины постоянной составляющей $\alpha = V_0/A$ и фазы φ_0 на BER. Для сигналов с переменной огибающей параметр A определялся как её максимальное значение.

На рис. 3 показаны графики зависимости BER от параметра $\alpha = V_0/A$, полученные при постоянном значении отношения сигнал/шум, обеспечивающего значение BER = 10^{-5} при $\alpha = 0$ для каждого вида модуляции. Из данного рисунка видно, что уже при $\alpha = 0.1$ рост BER для модуляций BPSK и QPSK становится заметным, для PSK-8 BER увеличивается на порядок, а для QAM-16 – почти на 2 порядка. С увеличением порядка модуляции увеличивается и её чувствительность к смещению постоянной составляющей, т.к. растёт плотность расположения точек сигнального созвездия. Увеличение параметра α, как и следовало ожидать, также приводит к росту BER.

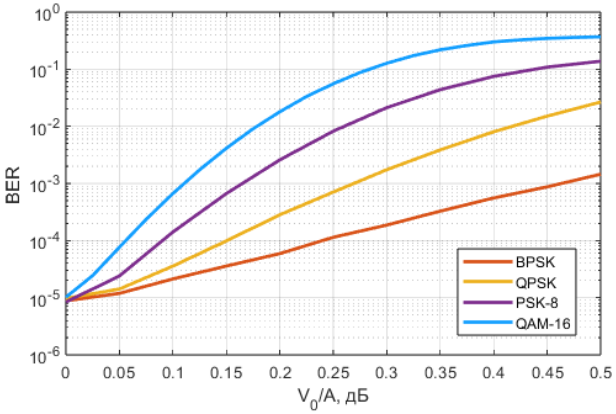


Рис. 3

Также было исследовано влияние фазы постоянной составляющей φ_0 на вероятность битовой ошибки при тех же условиях, что и для рис. 3 (BER = 10^{-5} при $\alpha = 0$) и при постоянном значении относительной амплитуды смещения постоянной составляющей $\alpha = 0.1$. Зависимость BER от параметра φ_0 показана на рис. 4. Как видно из данного рисунка, с ростом порядка фазовой модуляции зависимость от фазы резко снижается от заметного (для BPSK) до незначительного уровня (для PSK-8), но для амплитудно-фазовой модуляции более высокого (по сравнению с PSK-8) порядка (QAM-16) данная зависимость является заметной, хотя и не очень значительной $(0.7 \div 1.6)\cdot 10^{-3}$.

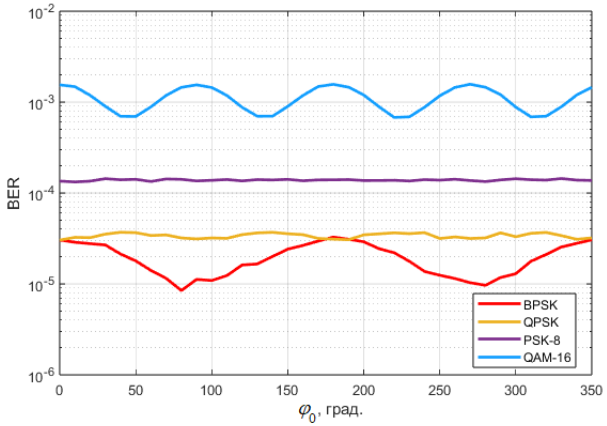


Рис. 4

При повторении описанных экспериментов с использованием ограничивающего спектр сигнала фильтра Найквиста с частотной характеристикой типа квадратного корня из приподнятого косинуса [2] (в передатчике и в приёмнике) существенного изменений полученных зависимостей обнаружено не было.

Полученные результаты позволяют количественно оценить максимально допустимую величину паразитного смещения постоянной составляющей в канале связи на этапе его разработки для рассмотренных видов модуляции. Для данных видов модуляции оказывается незначительным влияние фазы постоянной составляющей на вероятность битовой ошибки.

[1] Дингес С.И. Мобильная связь: технология DECT. – М.: СОЛОН-Пресс, 2003, 272 с.

[2] Скляр Б. Цифровая связь. Теоретические основы и практическое применение, 2-е изд. : Пер. с англ. – М.: ООО «И.Д. Вильямс», 2017, 1100 с.

ОТ КЛЮЧЕВОЙ К БЕСКЛЮЧЕВОЙ КРИПТОГРАФИИ: ВОЗМОЖНОСТИ И ОГРАНИЧЕНИЯ

М.А. Шулепин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Цель и задачи

Целью исследования является систематический анализ методов бесключевой криптографии, выделение условий их реальной стойкости и выявление фундаментальных ограничений, при которых эти методы становятся неработоспособными.

В связи с поставленной целью решались следующие задачи:

1) Анализ концепции канала с подслушиванием А. Вайнера и метода кодового зашумления.
2) Исследование протокола Дина–Голдсмит на предмет условий стойкости.
3) Изучение технологии антенн с управляемой диаграммой направленности (VDA) для генерации ключей в многолучевых каналах.
4) Оценка возможностей коммутативного шифрования и его ограничений.
5) Обобщение условий, при которых бесключевые методы обеспечивают информационно-теоретическую или вычислительную стойкость.

Результаты

Вайнеровская концепция отводного канала (см. рис. 1) и кодовое зашумление обеспечивают информационно-теоретическую стойкость, если канал перехватчика статистически более шумный, чем основной канал. Секретная пропускная способность определяется как $Cs = Cm - Cw$. На практике метод эффективен для защиты от побочных электромагнитных излучений (гальванические, оптические, вибрационные каналы

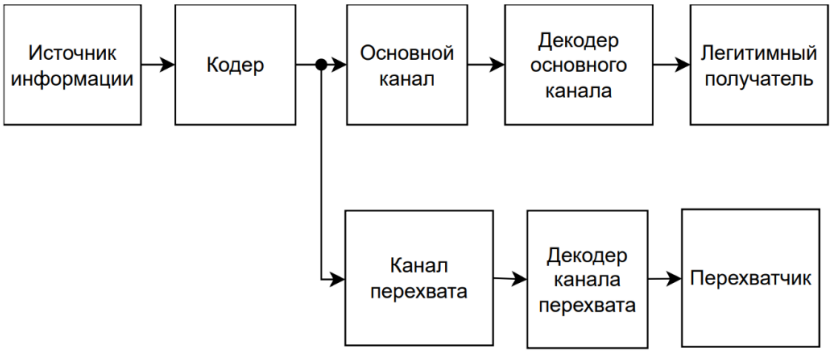


Рис. 1

утечки), где $Pw \gg Pm$ и энергетический выигрыш достигает 20–30 дБ. Однако активный злоумышленник может искусственно улучшить качество своего приёма, что нарушает условие стойкости.

MIMO-протокол Дина–Голдсмит основан на вычислительной сложности декодирования для перехватчика при знании легитимными пользователями своей канальной матрицы. Ключевое условие стойкости: количество приёмных антенн у перехватчика должно быть строго меньше, чем у легитимных пользователей. При нарушении этого условия перехватчик может применить субоптимальные алгоритмы (например, Zero-Forcing) и добиться вероятности ошибки символа $P' \approx 0{,}2 - 0{,}42$, достаточной для эффективного перехвата. Модификация с инверсным прекодером требует неприемлемого увеличения мощности передатчика и критична к неточности оценки канальных матриц на практике. Протокол также чувствителен к корреляции канальных матриц легитимных пользователей и перехватчика.

Технология VDA использует формирование случайных диаграмм направленности в многолучевых каналах. Условия стойкости:

- наличие не менее двух лучей в канале распространения (в однолучевом канале корреляция сигналов становится слишком высокой);
- многолучевые замирания, обеспечивающие достаточную энтропию;
- удалённость перехватчика от легитимных пользователей (на несколько длин волн несущей) для статистической независимости каналов.

При выполнении этих условий даже при сильной корреляции вероятность расхождения бит ключа $P_e \approx 0{,}1$, а после процедуры усиления секретности утечка информации к перехватчику становится пренебрежимо малой.

Коммутативное шифрование (см рис. 2) позволяет передавать секретные сообщения без предварительного обмена ключами через трёхшаговый протокол, используя свойство $f_{k_1}(f_{k_2}(M)) = f_{k_2}(f_{k_1}(M))$. Единственной практически реализуемой коммутативной криптосистемой остаётся RSA, которая не является постквантовой (уязвима для алгоритма Шора). Симметричные шифры (AES, ГОСТ) и большинство асимметричных (Мак-Элис, LWE) свойством коммутативности не обладают. Таким образом, метод упирается в отсутствие постквантовых коммутативных алгоритмов.

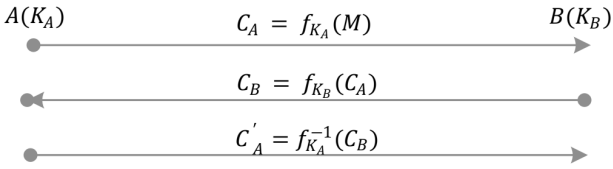


Рис. 2

Выводы

1) Ни один из рассмотренных методов бесключевой криптографии не является универсальным. Каждый метод накладывает жёсткие требования либо на физические свойства канала, либо на используемые криптографические примитивы.
2) Все методы чувствительны к возможностям перехватчика. Условия стойкости формулируются как ограничения на противника. Если злоумышленник обладает превосходящими ресурсами, стойкость теряется.
3) Наиболее практически реализуемыми сценариями являются: кодовое зашумление для защиты от побочных электромагнитных излучений и технология VDA для радиоканалов с естественной многолучевостью.
4) MIMO-протокол Дина–Голдсмит требует дорогостоящего оборудования и критичен к числу антенн у противника, что на практике трудно гарантировать. Его

применение оправдано только в сценариях, где преимущество в количестве антенн заведомо сохраняется за легитимными пользователями.

5) Коммутативное шифрование остаётся теоретически интересным, но его практическая реализация упирается в отсутствие постквантовых коммутативных алгоритмов. Создание такого шифра является актуальной задачей на перспективу.

Отдельная благодарность авторам статьи В.И. Коржику, В.А. Яковлеву, В.С. Старостину и М.В. Буйневичу, ведь именно их работа заинтересовала в дальнейшем углублённом изучении методов бесключевой криптографии.

[1] Коржик В.И., Яковлев В.А., Старостин В.С., Буйневич М.В. // Труды учебных заведений связи. 2024. Т. 10, № 6. С. 79.
[2] Wyner A.D. // Bell System Technical Journal. 1975. Vol. 54, no. 8. P. 1355.
[3] Maurer U.M. // IEEE Transactions on Information Theory. 1993. Vol. 39, no. 3. P. 733.
[4] Dean T., Goldsmith A. // Proc. IEEE Information Theory Workshop (ITW). – Seville, Spain, 2013. P. 1.
[5] Steinfeld R., Sakzad A. // Proc. IEEE Information Theory Workshop – Fall. Jeju, Korea, 2015. P. 292.
[6] Korzhik V., Yakovlev V., Kovajkin Y. // International Journal of Advanced Computer Science and Applications. 2012. Vol. 3, no. 1. P. 172.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ОЦЕНКА КОГЕРЕНТНОСТИ ДИСКРЕТНО-КВАНТОВАННЫХ РАДИОСИГНАЛОВ

А.М. Королев[1)], А.И. Листратов[1)], А.Д. Ильясафов[2)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] АО «ФНПЦ «ННИИРТ»

В радиотехнических системах различного назначения (радиолокация, радионавигация, радиосвязь), подверженных влиянию различных шумовых процессов, часто возникает задача оценки когерентности сигналов. Математический аппарат в рамках спектрально-корреляционного анализа позволяет произвести оценку, но подобный подход требует большого количество аппаратных и программных ресурсов реальных изделий.

В качестве количественной оценки когерентности предлагается использовать оценку энтропии распределения сигнала по собственным подпространствам его выборочной корреляционной матрицы [1].

В результате исследования [2] показано, что когерентность излучаемого и отраженного сигналов в системе нарушается под влиянием ряда факторов: различия характеристик фильтров приемного и передающего трактов, флуктуации сечения рассеяния цели, нестабильности опорных генераторов и наличия нелинейных искажений в элементах тракта аппаратуры.

Работы [3, 4] рассматривают тему шумов цифро-аналогового преобразователя (ЦАП), взаимосвязь между шумами и параметрами ЦАП: модулем вектора ошибок, вероятностью возникновения ошибочных битов, типом используемого тактового сигнала.

В работе [5] было проведено компьютерное моделирование, которое показывает, что аналого-цифровые преобразователи (АЦП), активно используемые в современных цифровых системах, оказывают влияние шумами квантования на степень когерентности принимаемого сигнала. В работах [6] было проведено исследование степени когерентности радиосигналов с флуктуациями параметров (амплитуды, частоты, фазы), а также помех различного происхождения (активных шумовых, импульсных, пассивных).

Представляет интерес экспериментальное исследование влияния АЦП на степень когерентности радиосигналов, количественное и качественное сравнение полученных результатов с оценкой, получаемой путем численного моделирования при различных значениях параметров АЦП и радиосигнала.

Пусть на вход АЦП радиолокационной системы поступает сигнал в виде аддитивной смеси детерминированного сигнала и аддитивного белого гауссовского шума. Модель АЦП учитывает разрядность преобразователя, размер шага квантования и собственный шум преобразователя, характеристика преобразования считается линейной.

В работе [5] рассматривалась модель сигнала, модель линейного АЦП, был показан алгоритм построения корреляционной матрицы и значения энтропии дискретно-квантованного сигнала и теоретической оценки энтропии. Выбранная в работе линейная передаточная характеристика преобразователя соответствует преобразователю типа «midtread» [8].

Энтропия вычисляется на основе нормированных собственных чисел выборочной корреляционной матрицы [1]:

$$H = -\sum_{i=1}^{N} \lambda_{0i} \cdot ln(\lambda_{0i}), \quad (1)$$

где λ_{oi}– нормированные собственные числа выборочной корреляционной матрицы.

Экспериментальная установка

Для проверки полученных в процессе моделирования результатов был проведен ряд экспериментов. Экспериментальная установка состоит из генератора сигналов (SMB-100), и цифровой платы ЦОС-310-4К-АЦП (далее–плата ЦОС). Цифровая плата представляет собой 4-х канальное устройство цифровой обработки на основе программируемой логической интегральной схемы (ПЛИС) и включает в себя два двухканальных четырнадцатиразрядных АЦП LTC2158-14, ПЛИС Xilinx Kintex-7.

Радиосигнал, сформированный как сумма детерминированного сигнала и шума, поступает на плату через коаксиальный SMA разъем. Полученные с АЦП битовые значения передаются с платы ЦОС на персональный компьютер через разъем JTAG с использованием среды проектирования Vivado в формате .dat файла и обрабатываются в системе MathCad. По выборке сигнала строится выборочная корреляционная матрица, находятся ее собственные числа и вычисляется энтропия. Экспериментальные значения сравниваются со значениями, полученными в ходе моделирования.

Экспериментальное измерение энтропии радиосигнала

При измерении энтропии непрерывного синусоидального сигнала с генератора уровень мощности был выставлен равным плюс 5 дБм, что соответствует параметру d=6979 (отношение d описывает отношение амплитуды сигнала к кванту амплитуды АЦП). Для выбранных в данной работе модели сигнала и модели преобразователя была построена зависимость разности энтропий от частоты сигнала, изображенная на рис. 1. Частота дискретизации при построении равна f_d=300 МГц.

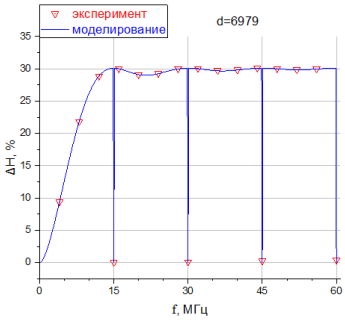


Рис. 1

Из графика на рис. 1 видно, что характер зависимости частично повторяет результаты, полученные в [5]. Энтропия растет с ростом в области частот до 15 МГц и слабо изменяется на частотах выше 15 МГц. Провалы на характеристиках наблюдаются на

частотах 15, 30, 45, 60 МГц. Данные частоты кратны частоте дискретизации, поэтому далее по тексту данные частоты будут называться кратными частотами, по аналогии остальные частоты в рассматриваемом диапазоне до 60 МГц будем называть некратными. В работе [5] были приведены зависимости разности энтропий (разность энтропий задана формулой (7)) от отношения частоты сигнала к частоте дискретизации для различных значений параметра d.

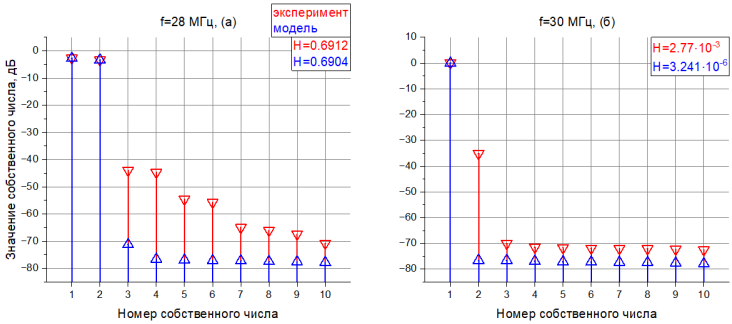


Рис. 2

На рис. 2 представлены значения собственных чисел выборки, красным цветом показаны собственные числа, полученные в эксперименте, синим цветом – полученные путем моделирования. График (а) описывает сигнал на частоте 28 МГц, график (б) описывает сигнал на частоте 30 МГц. Результаты эксперимента качественно сходятся с результатами моделирования. В случае (а) наблюдается почти одинаковое значение первого и второго собственных чисел, значения которых не менее чем на 40 дБ превышают значения остальных собственных чисел. Значения энтропии отличаются на 0,001. В случае (б) наблюдается одно максимальное значение первого собственного числа, а в эксперименте наблюдается на 25-35 дБ меньшее значение второго собственного числа. Значения энтропии отличаются на 3 порядка из-за влияния второго собственного числа.

Наблюдаемый эффект растекания энергии сигнала на несколько собственных чисел наблюдается только на частотах сигналов, кратных частоте дискретизации. Подобный эффект наблюдается при взятии дискретного преобразования Фурье (ДПФ) и носит название растекание спектра [9]. При взятии ДПФ предполагается, что сигнал имеет периодическую структуру с периодом равным длительности выборки, от которой берется преобразовании. При целом числе периодов сигнала, укладывающихся в выборку сигнала, в результате ДПФ наблюдается максимальное значение отсчетов положительной и отрицательной частот сигнала. При нецелом числе периодов сигнала наблюдается обогащение спектра. Кратность частот, обогащение и характерное изменение формы спектра и количества пиков позволяет сделать вывод о единой природе двух эффектов.

Исследована степень когерентности дискретно-квантованного радиосигнала, полученного на экспериментальной установке. Полученные результаты были подвергнуты сравнению с численным моделированием радиосигнала на выходе модели

аналого-цифрового преобразователя. В качестве количественной меры степени когерентности сигналов использовалась энтропия распределения сигнала по собственным подпространствам его корреляционной матрицы.

Полученная зависимость разности энтропий от частоты сигнала для сигнала высокого уровня с генератора качественно повторяет результаты моделирования. Получены различия в распределения значений собственных чисел для различных частот сигнала, обусловленные растеканием спектра собственных чисел. Количественные различия результатов моделирования и эксперимента обусловлены не учитываемым в моделировании влиянием генератора сигналов.

[1] Михеев П.В. // Известия высших учебных заведений. Радиофизика. 2006. Т. XLIX, № 1. С. 82.
[2] Фитасов Е.С. // Датчики и системы. 2017. № 3. С. 24.
[3] Якименко К.А., Ромашов В.В., Березина Д.М., Беркут И.А. // Радиотехнические и телекоммуникационные системы. 2025. № 1. С. 48.
[4] Ромашов В.В., Докторов А.Н., Якименко К.А. // Радиотехнические и телекоммуникационные системы. 2019. № 4. С. 52.
[5] Королев А.М., Ильясафов А.Д. // Проектирование и технология электронных средств. 2025. С. 43.
[6] Фитасов Е.С., Орлов И.Я., Леговцова Е.В., Насонов В.В. // Известия высших учебных заведений. Радиофизика. 2021. Т. 64, № 1. С. 69.
[7] Фитасов Е.С., Леговцова Е.В., Кудряшова О.Е. // Известия высших учебных заведений. Радиофизика. 2021. Т. 64, № 11. С. 917.
[8] William A. Pearlman, Amir Said // Cambridge University Press. 2011. P. 419.
[9] Сергиенко А.Б. Цифровая обработка сигналов. – СПб.: Питер, 2002, 608 с.

ПРИМЕНЕНИЕ ТЕОРИИ ДИФРАКЦИИ КИРХГОФА ДЛЯ ОЦЕНКИ ТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ПЕРЕМЕЩЕНИЯ РАДИОИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

И.С. Софронов, В.В. Пархачёв

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В настоящее время радиоинтерферометры миллиметрового диапазона длин волн широко используются для бесконтактной диагностики ударно-волновых и детонационных процессов [1–3], изучения ударного взаимодействия тел с преградами [4], измерения динамического коэффициента Пуассона материалов [5], исследования характеристик плазмы ударно-сжатых газов [6–7], измерения скорости горения материалов. Кроме того, по сравнению с лазерными методами, они имеют преимущество в работе с неидеальными средами [8–9].

Как и в лазерной интерферометрии, эффект Доплера лежит в основе принципа работы радиоинтерферометров. При изменении положения объекта происходит пропорциональный сдвиг фазы отражённого сигнала, на основе которого можно восстановить величину смещения его поверхности [10].

Однако в исследовании объектов малого размера требуется учитывать дифракционные эффекты, возникающие на их краях. Вместе с тем вычисления, связанные с малой длиной волны, в профессиональных средах электромагнитного моделирования занимают длительное время. В таких случаях, когда вычислительные ресурсы являются ограниченными, имеет место применение теории дифракции Кирхгофа. Поэтому целью данного исследования является применение теории дифракции Кирхгофа для оценки точности измерения перемещения радиоинтерферометрическим методом.

Для достижения данной цели требуется выполнить задачи, связанные с вычислением фазы отражённого сигнала и перемещения объекта с помощью дифракционной формулы Френеля-Кирхгофа [11], а также оценкой влияния характерных размеров объекта и его удалённости от точки наблюдения.

Постановка эксперимента

В качестве модели для применения теории дифракции Кирхгофа рассмотрим эксперимент, проводившийся на базе университета (см. рис. 1).

Из газовой пушки (2) вылетает металлический ударник (1), который врезается в зафиксированную (4) плоскую металлическую пластину (3). Высокочастотный сигнал, равный 93.7 ГГц, поступает на опорный канал радиоинтерферометра (5), распространяется по волноводам и излучается под углом в сторону деформирующейся пластины. Отражённый от неё сигнал претерпевает набег фазы и попадает на приёмный канал интерферометра.

Согласно принципу Гюйгенса-Френеля [11], каждый элемент волнового фронта является источником вторичных сферических волн, результирующее поле в точке наблюдения определяется интерференцией этих вторичных волн с учётом их амплитуд и фаз.

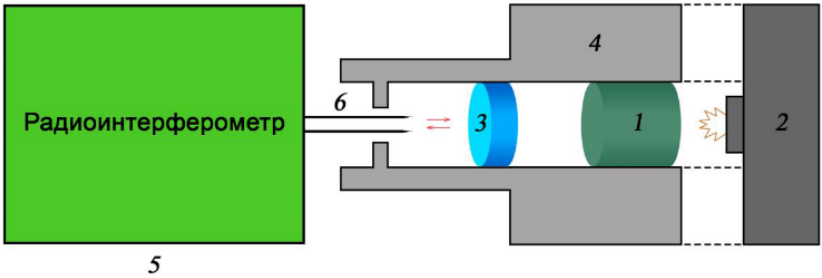


Рис. 1

При отражении сигнала от идеально проводящей пластины каждый элемент её поверхности переизлучает падающую волну, и в точке наблюдения возникает суперпозиция вторичных волн, амплитуда и фаза которых определяются радиусом пластины и расстоянием до точки наблюдения.

Формулы, используемые в моделировании

Ключевой формулой, используемой в данном исследовании, является дифракционная формула Гюйгенса-Френеля для отражения от идеального проводника, считающая комплексное поле $U(P)$ в точке наблюдения P:

$$U(P) = \frac{iA}{2\lambda}\iint_S \frac{e^{ik(r+s)}}{rs} cos(\boldsymbol{n},\boldsymbol{r}) + cos(\boldsymbol{n},\boldsymbol{s}))dS, \qquad (1)$$

где S – поверхность пластины, A – амплитуда на расстоянии единицы длины от источника P_0, λ – длина волны источника, k – волновое число, n – нормаль от поверхности пластины в сторону источника, $\boldsymbol{r}$ – вектор от dS до источника, $\boldsymbol{s}$ – вектор от dS до точки наблюдения фазы. Фаза в точке наблюдения P, полученная через приближение геометрической оптики (ГО), рассчитана как $\varphi_{go} = k(||P_0 - Q|| + ||P - Q||) + \pi$. Вычисление перемещения пластины произведено через разность фаз [10]:

$$x(z) = \frac{\varphi(0) - \varphi(z)}{2kcos\alpha}, \qquad (2)$$

где z – дискретное смещение пластины от исходного положения, α – угол наклона источника.

Сопоставление результатов

Произведено численное интегрирование по поверхности пластины с использованием дифракционной формулы Френеля-Кирхгофа (1). Из вычисленного поля в точке наблюдения посчитана фаза, по значениям которой восстановлено перемещение исследуемой пластины (2).

Были произведены расчёты с радиусами пластин, лежащими в интервале от 10 до 30 мм. Рассмотрен диапазон расстояний пластины от антенн в пределах от 40 до 22 мм. Также был произведён расчёт фазы и перемещения через приближение ГО.

Визуализированы результаты восстановления перемещения, а также их абсолютные погрешности от расчётов, полученных через приближение ГО (см. рис. 2). При всех рассматриваемых радиусах пластины наблюдаются осцилляции, обусловленные вкладом дифракционных эффектов. Среднеквадратичные отклонения (СКО) вычисленного через интеграл перемещения не превышают 0.3 мм от приближения ГО.

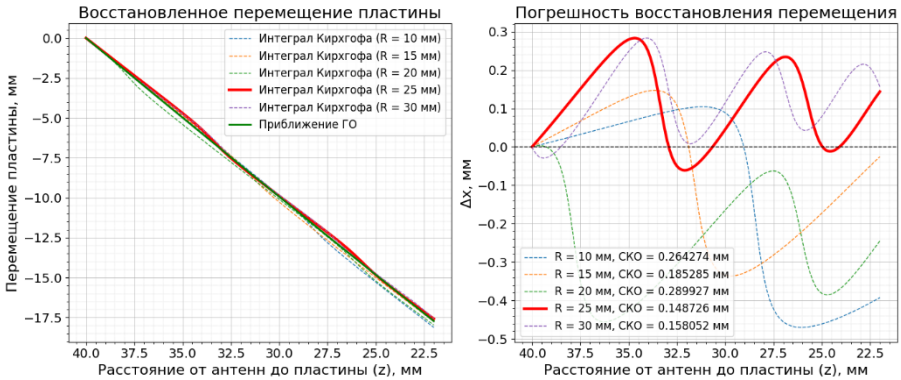


Рис. 2

Дополнительно произведён расчёт безразмерной скорости v, равной изменению перемещения $x(z)$ на единицу длины расстояния до пластины z. Данная величина наглядно демонстрирует влияние дифракционных эффектов при фиксированном радиусе и отдалённости пластины от антенн. Сопоставлены вычисленные значения таких скоростей (см. рис. 3) для пластин различных радиусов. При всех рассмотренных радиусах на определённых расстояниях от антенн до пластины наблюдаются ярко выраженные провалы, возникающие из-за дифракционных эффектов. Значения вычисленной безразмерной скорости, полученные через применение теории дифракции, имеют СКО от приближений ГО, не превышающие 0.11.

Выводы

Таким образом применение теории дифракции Кирхгофа позволило оценить влияние дифракционных эффектов на точность радиоинтерферометрических измерений перемещения объектов малого размера. Значения перемещений, вычисленные с помощью теории дифракции, имеют СКО от приближений ГО, не превышающие десятые доли миллиметра.

В дальнейшем целесообразно совмещать результаты приближения ГО с анализом дифракционных эффектов для повышения точности восстановления параметров объекта. Это позволит использовать осцилляции графиков как источник дополнительной информации о размерах и расстоянии до исследуемой поверхности.

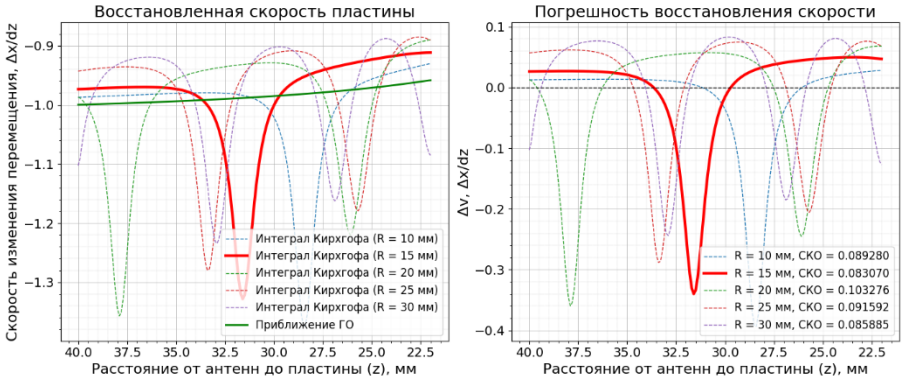


Рис. 3

[1] Бельский В.М., Михайлов А.Л., Родионов А.В., Седов А.А. // Физика горения и взрыва. 2011. Т. 47, № 6. С. 29.
[2] Ботов Е.В., Иконников В.Н., Канаков В.А. и др. // Известия высших учебных заведений. Радиофизика. 2018. Т. 61, № 5. С. 432.
[3] Канаков В.А., Катин С.В., Корнев Н.С. и др. // Антенны. 2016. № 1. С. 49.
[4] Баландин В.В., Баландин Вл.Вл., Пархачёв В.В., Ламзин Д.А. // Проблемы прочности и пластичности. 2018. Т. 80, № 1. С. 118.
[5] Баландин В.В., Баландин Вл.Вл., Ломунов А.К., Пархачёв В.В. // Проблемы прочности и пластичности. 2020. Т. 82, № 4. С. 413.
[6] Огородников В.А., Михайлов А.Л., Пешков В.В. и др. // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2012. Т. 141, № 1. С. 182.
[7] Богданов Е.Н., Жерноклетов М.В., Козлов Г.А., Родионов А.В. // Физика горения и взрыва. 2020. Т. 56, № 4. С. 121.
[8] Зарко В.Е., Вдовин Д.В., Перов В.В. // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36, № 1. С. 68.
[9] Жарков А.С., Потапов М.Г., Лушев В.П. и др. // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36, № 1. С. 79.
[10] Баландин В.В., Баландин Вл.Вл., Пархачёв В.В. и др. // Известия высших учебных заведений. Радиофизика. 2023. Т. 66, № 10. С. 2.
[11] Борн М., Вольф. Э. // Основы оптики. 1965. Т. 2, № 8, С. 341.

РЕАЛИЗАЦИИ СИСТЕМЫ ЦИФРОВОЙ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ НА МНОГОЯДЕРНОМ ПРОЦЕССОРЕ АРХИТЕКТУРЫ NMC

А.П. Руденко

АО «ФНПЦ «ННИИРТ»

Стремительное развитие систем связи и радиомониторинга предъявляет повышенные требования к качеству приёма и обработки сигналов.

Эффективным способом улучшения качества оценивания направления распространения сигнала является применение цифровой пространственной фильтрации в совокупности с методами адаптивного формирования диаграммы направленности и высокоразрешающими алгоритмами пеленгации.

На текущий момент для цифровой обработки сигналов используется вычислители с архитектурой DSP построенной на базе системы, включающей специализированные вычислительные блоки и подсистемы памяти, и состоит из двух идентичных вычислительных блоков, каждый из которых содержит арифметико-логическое устройство (АЛУ), умножитель, 64-битный сдвигатель, регистровый файл на 32 слова и буферы выравнивания данных (DAB), а также двух блоков целочисленной адресации (IALU) для генерации адресов, имеющих собственные регистровые файлы на 32 слова. Управление выполнением программ возложено на программный секвенсор, оснащённый буфером выравнивания инструкций (IAB), буфером целевых адресов ветвления (BTB) и контроллером прерываний. Внутренняя организация памяти реализована на трёх 128-битных шинах данных, каждая из которых подключена к отдельному банку внутренней SRAM, что в совокупности обеспечивает 6 Мбит быстрой внутренней памяти [1].

В настоящей работе предлагается адаптация алгоритма под новую аппаратную архитектуру на базе отечественного процессора-ускорителя.

Для снижения задержек при вычислении операций свёртки и корреляционного анализа были реализованы низкоуровневые функции, использующие аппаратные возможности архитектуры NeuroMatrix Core (NMC) [2-4].

Архитектура процессора включает вспомогательные управляющие ARM ядра и кластер NMPU с блоком RICK и высокопроизводительное векторное АЛУ с длиной вектора 1024 бита для обработки 32-битных или 64-битных комплексных чисел. Для задействования всех возможностей архитектуры требуется написание эффективных функций с низкоуровневой реализацией, использующей преимущественно длинные машинные команды. Многопоточная обработка в отдельном АЛУ обеспечивается четырьмя потоками ввода и двумя вывода. При одновременной подаче данных через *DMA* вся система-на-кристалле (СнК) способна выполнять до 128 параллельных потоков вычислений.

Передача данных осуществляется с помощью контроллера прямого доступа к памяти (DMA) в обход центральной шины. Такой подход исключает простои процессорного времени, так как обращение к шине для «запроса» одной ячейки памяти блокирует доступ для других ядер. Вместо программных семафоров для синхронизации полностью задействуются аппаратные прерывания ядер, блоков DMA и межкластерные прерывания. Это позволяет минимизировать количество одиночных адресных обращений к памяти внутри кластера и всей СнК. В некоторых задачах, требующих обработки больших объёмов данных, следует отдельно отметить, что речь идёт не об

использовании внешней DDR памяти напрямую, а об организации доступа к ней через специализированный контроллер DMA — MDMAC. Все обращения к внешней памяти производятся с его помощью, что позволяет изолировать вычислительное ядро от задержек, связанных с медленным доступом к DDR.

В рамках дальнейшего развития системы планируется реализация интерфейса взаимодействия с хост-компьютером через ПЛИС с использованием шины PCI-e. Описание этого взаимодействия будет выполнено на языке описания аппаратуры (HDL) без применения программных процессорных ядер, что обеспечит высокоскоростную передачу данных напрямую через аппаратные блоки [5].

Особое внимание в будущей работе будет уделено преодолению сложностей, связанных с реализацией протокола PCI-e, так как его внедрение накладывает строгие требования к программированию процессора NMC и организации потоков данных для их эффективной обработки.

Ключевым аспектом является отказ от программных процессорных ядер (таких как MicroBlaze) в пользу полностью аппаратной реализации на языке описания аппаратуры (например, Verilog или VHDL). Это позволит создать конечный автомат (*FSM*), управляющий логикой обмена данными напрямую через аппаратные блоки — шины данных и буферы FIFO.

Синхронизация работы между ядром NMC и блоками ПЛИС будет осуществляться посредством аппаратных прерываний и сигналов подтверждения, минуя программные задержки. Такой подход обеспечивает прямое управление потоками данных и минимизирует накладные расходы.

Особое внимание уделяется преодолению сложностей, связанных с реализацией протокола PCI-e, как со стороны написания модуля ядра Linux для первых тестов взаимодействия с ПЛИС, так и со стороны нейросетевого ускорителя по организации буферов и синхронизации DMA-интерфейса PCI-e. Интеграция этого стандарта требует решения проблем обеспечения целостности сигнала на физическом уровне (PHY), строгой синхронизации тактовых доменов для соответствия требованиям PCI Express и корректной обработки пакетов уровня транзакций и подтверждений средствами аппаратной логики ПЛИС (используется PCI Express IP ядро фирмы Xilinx). Успешное решение этих задач критически важно для раскрытия потенциала векторного АЛУ архитектуры NMC при обработке интенсивных потоков данных.

Результаты исследования на настоящий момент подтверждают, что переход от сигнальных процессоров к нейросетевым является перспективным путём для повышения скорости вычислений. Уже на текущем этапе частично разработанная система демонстрирует отличные показатели ускорение целевых алгоритмов.

Перспективы дальнейшего развития связаны с подключением к системе ПЛИС. В будущих версиях системы будет реализовано сопряжение NMC с программируемой логикой для создания гибкого аппаратно-программного комплекса. Такая связка позволит не только ускорить обработку, но и обеспечить возможность адаптации системы под конкретные пользовательские задачи непосредственно на аппаратном уровне, открывая новые возможности взаимодействия с широким спектром оборудования сбора данных.

[1] Обзор DSP-процессоров // Электронные компоненты. 2008. № 3. С. 125.

[2] Адамов А.А., Павлухин П.В., Биконов Д.В., Эйсымонт А.Л., Эйсымонт Л.К. // Вопросы кибербезопасности. 2019. № 4(32). С. 13.
[3] Виксне П.Е. // Электроника НТБ. 2006. №6. С. 12.
[4] Кашкаров В. // Электроника: Наука, Технология, Бизнес. 2000. № 5. С. 22.
[5] Мамаева Т. // Компоненты и технологи. 2009. № 9. С. 50.

ВЫБОР МЕТОДОВ ПАРАЛЛЕЛЬНОГО ПРОГРАММИРОВАНИЯ ДЛЯ СИСТЕМ КОНТРОЛЯ ВОЗДУШНОГО ПРОСТРАНСТВА С УЧЕТОМ ТРЕБОВАНИЯ СВОЙСТВА ИЗОХРОННОСТИ

Н.И. Сурков[1)], Д.А. Пальгуев[1)], Ю.А. Сафонова[2)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] АО Центральное конструкторское бюро аппаратостроения

Введение

Системы контроля воздушного пространства (СКВП) предъявляют требования к изохронности, т.е. требования проведения измерений и параллельных вычислений в распределенной системе в достаточно четко определяемые временны́е промежутки. Если измерения, вычисления и последующая обработка информации проводятся без соблюдения этой особенности, происходит резкое уменьшение достоверности информации, она может быть значительно задержана во времени и внести существенные искажения при объединении её с информацией от других источников.

Сравнительный анализ применимости методов параллельного программирования при проектировании программного обеспечения системы контроля воздушного пространства

Сравнительный анализ применимости различных методов параллельного программирования проводится в контексте проектирования программного обеспечения (ПО) СКВП, где необходимо не только быстродействие, но и своевременность обработки радиолокационной и разнородной информации о воздушных объектах.

В данной работе представлены только основные особенности из анализа ряда материалов применительно к рассматриваемой области параллельных вычислений, которые в сокращенном виде могут быть изложены следующим образом:

Linda [1, с. 268]: отсутствие временно́й модели в спецификации, асинхронность, отсутствие готовых библиотек, малая распространенность, что приводит к необходимости реализации данного метода без основных базовых библиотек с обязательными дополнениями, высокая масштабируемость, слабая связность процессов.

OpenMP [2, с. 51]: не поддерживает распределённую память, максимальное число потоков ограничено ресурсами одного вычислительного узла, как правило менее 256 потоков, стандартный компьютер 4 – 16 потоков, наличие готовых библиотек.

MPI [3, с. 152]: полный контроль над изохронностью в распределенной системе, наличие готовых библиотек, широкая распространенность, гибкий контроль над процессом обмена данными между потоками. Один из минусов – сложность отладки и внедрения.

Для ограничения одновременного доступа разным устройствам сбора и обработки информации (УСОИ) от пространственно-разнесенных некогерентных источников к обновлению данных об одном и том же процессе в динамическом массиве данных оптимальным представляется организация вычислений по системе параллельного программирования Linda [1, с. 268] с некоторыми дополнениями, присущими особенностям изохронных параллельных вычислений. В системе Linda все параллельные процессы имеют доступ к общей памяти, единицей хранения данных которой является

кортеж, а общее пространство памяти является пространством кортежей. Особенностью организации доступа к пространству кортежей является изъятие кортежа из пространства для внесения в него изменений. Процесс, который произвел изъятие, вносит изменения в кортеж и размещает его обратно в пространство кортежей. Изменить кортеж непосредственно в пространстве нельзя. Это правило исключает одновременный доступ и изменение единицы хранения. В динамической памяти кортежем выступает единица хранения – столбец обработанных данных об объекте за последний текущий момент времени. Для выполнения требования изохронности можно установить минимальное время, в течение которого любой из параллельных процессов не может вносить изменения в конкретный кортеж. Если в течение этого времени запрета изменения измерения по конкретному объекту стали неактуальны или появились более новые в другом параллельном процессе, то доступ получит процесс с более новыми измерениями. Время последнего измерения вносится в кортеж при его возвращении в пространство кортежей.

Необходимо отметить определенное удобство системы Linda, которое заключается в том, что в любой последовательный язык достаточно добавить четыре функции, чтобы обеспечить параллельное программирование. Описание функций достаточно подробно представлено в [1, с. 270].

Наиболее подходящими в рассматриваемой предметной области мониторинга воздушного пространства являются системы OpenMP и MPI.

Комбинирование методов параллельного программирования в системе мониторинга воздушного пространства

Основные положения по созданию комбинированной системы параллельного программирования, предназначенной для решения задач в системе мониторинга воздушного пространства с точки зрения организации параллельных вычислений в условиях соблюдения требований изохронности, по мнению авторов, можно кратко изложить следующим образом.

В основу комбинированной системы предлагается положить модифицированный метод Linda. Узлы обработки информации (размещенные на УСОИ) периодически генерируют кортежи с собранной информацией и помещают в распределенное пространство кортежей, другие узлы забирают их для обработки. Модификация заключается в добавлении специальных кортежей-маркеров, которые запускают обработку или сигнализируют о наступлении определенного временного интервала, а также добавление точных временных меток к каждому собранному кортежу, чтобы процессы обработки могли фильтровать кортежи по временны́м меткам (в пределах требуемого временно́го окна), таким образом достигается изохронность параллельных процессов.

OpenMP не предназначен для распределенной по системе памяти, но его можно использовать вместе с другими методами [4, с. 72], в данном случае с Linda. Применение заключается в распараллеливании процессов внутри каждого узла по отдельности, а не всей сетевой структуры вместе (рис.). Благодаря свойству инкрементальной параллелизации появляется возможность постепенно внедрять метод в узлы без глобального изменения кода, распределяя сбор и обработку данных по потокам. Изохронность достигается путем планирования на основе времени и синхронизации потоков с помощью барьеров.



Рис.

Подход, основанный на разбиение системы на узлы и их распределении как по процессам, так и по потокам, показал эффективность в исследовании [5, с. 77]. Работа посвящена разработке и исследованию реализации версии модели мелкой воды, в которой MPI используется между узлами, а OpenMP — внутри каждого узла. На небольшом числе узлов чистый MPI подход на основе обмена сообщениями оказывается эффективнее гибридного. Это связано с накладными расходами на создание и синхронизацию потоков, а также с тем, что при малом числе узлов нагрузка на коммуникационную сеть мала, и выигрыш от снижения числа межузловых пересылок не компенсирует издержки многопоточности. Но по мере увеличения числа узлов, начиная с шести и более, гибридный подход начинает превосходить чистый обмен сообщениями. Сокращение объёма межузловой коммуникации за счёт обмен через общую память внутри узла показывает прирост производительности.

В дальнейших рассуждениях, вместо MPI предлагается координация через модифицированное пространство кортежей Linda, что является одним из основных условий обеспечения свойства изохронности.

Выводы

Проведен анализ применимости методов параллельного программирования для системы контроля воздушного пространства с учетом требования свойства изохронности.

Выявлено, что Linda в чистом виде не подходит под условия системы, вследствие чего необходимо использовать модификации и дополнительные методы параллельного программирования.

Для связи всего программного обеспечения в единую изохронную систему предложен комбинированный метод параллельного программирования, основой которого является использование процессов Linda с дополнениями в части временны́х ограничений по внесению изменений в пространство кортежей для соблюдения требований изохронности обработки информации от датчиков-измерителей, а также расположения потоков OpenMP на узлах обработки данных.

[1] Воеводин В.В., Воеводин Вл.В. Параллельные вычисления: учебное пособие. – СПб.: БХВ-Петербург, 2002, 608 с.
[2] Соснин В.В., Балакшин П.В., Шилко Д.С., Пушкарев Д.А., Мишенёв А.В., Кустарев П.В., Тропченко А.А. Введение в параллельные вычисления: учебно-методическое пособие. – СПб: Университет ИТМО, 2023, 128 с.
[3] Волосова А.В. Параллельные методы и алгоритмы: учебное пособие. – М.: МАДИ, 2020, 176 с.
[4] Антонов А.С. Параллельное программирование с использованием технологии OpenMP: учебное пособие. – М.: МГУ, 2009, 77 с.
[5] Чаплыгин А.В., Гусев А.В. Гибридная модель мелкой воды с использованием технологий MPI-OpenMP // Проблемы информатики. 2021. №1 (50). С. 65.
[6] Романюта А.А., Курносов М.Г. // Вычислительные методы и программирование. 2023. № 4. С. 33.
[7] Ковтушенко А.П., Сидоров Е.А. // Научно-образовательный журнал для студентов и преподавателей «StudNet». 2020. № 4. С. 514.

МЕТОДОЛОГИЯ АВТОМАТИЗИРОВАННОЙ НОРМАЛИЗАЦИИ ГЕТЕРОГЕННЫХ МАССИВОВ ДАННЫХ В ИНФОРМАЦИОННЫХ СИСТЕМАХ ТЕЛЕКОММУНИКАЦИОННЫХ ОПЕРАТОРОВ

С. Дарий, С.В. Шахтанов

ГБОУ ВО НГИЭУ Княгининский университет

Введение

Трансформация современных телекоммуникационных операторов в дата-центричные экосистемы приводит к генерации колоссальных объемов информации, однако ключевым барьером на пути к эффективной аналитике остается высокая гетерогенность поступающих текстовых и графических данных. Существующие классические методы нормализации, опирающиеся на жесткие системы регулярных выражений и узкоспециализированные OCR-решения, демонстрируют крайне низкую адаптивность к изменениям структуры документов и требуют регулярного ручного перепрограммирования [3]. Хотя в области инженерии данных активно исследуются подходы на основе больших языковых моделей (LLM), синергетический эффект от внедрения открытых мультимодальных нейросетей класса Vision-Language-Models непосредственно в ИТ-инфраструктуру операторов связи остается малоизученным. Таким образом, в условиях динамичного развития сетей возникает критическое противоречие между необходимостью оперативной сквозной консолидации разнородных массивов и технологическими ограничениями детерминированных ETL-систем [1].

Разработка алгоритма обработки данных

Центральным элементом исследуемой системы является Модуль интеллектуальной нормализации рис. 1. Его задача — трансформация сырых, зашумлённых и гетерогенных (разносиродных) данных в строго детерминированный канонический вид. Классические системы пасуют перед изменением форматов, потому что они ищут данные по жестким координатам или шаблонам. В предлагаемом подходе нормализация переносится на уровень семантического анализа мультимодальной нейросети Qwen2.5-VL-7B.

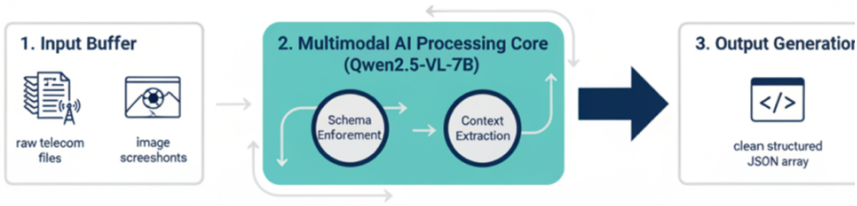
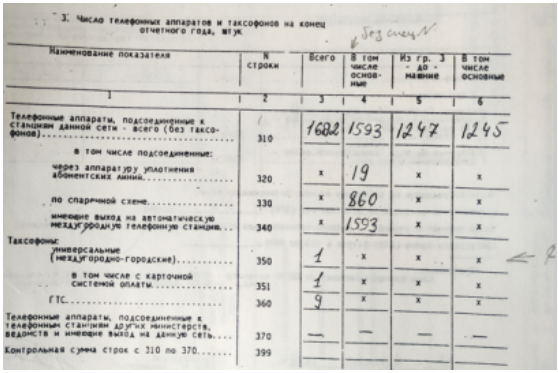


Рис. 1

Практическая реализация, исходные данные

Ключевым вызовом при автоматизации обработки целевых документов является экстремальная гетерогенность и слабая структурированность входящего информационного потока. На практике исходные данные представляют собой неупорядоченный массив мультимодальных объектов: от цифровых таблиц и текстовых файлов до сканированных копий бумажных отчётов, факсов и низкокачественных фотоснимков (документов «из полевых условий»). Такие данные характеризуются произвольной топологией, вариативностью вёрсток, наличием графических шумов, артефактов сканирования и дефектов съёмки (рис. 2). Отсутствие единого стандарта форматирования и явных связей между элементами схем делает невозможным применение классических парсеров, основанных на жёстких правилах, и требует предварительного приведения документов к инвариантному виду.



3. Число телефонных аппаратов и таксофонов на конец отчетного года, штук

Наименование показателя	N строки	Всего	В том числе основные	Из гр. 3 - до - машние	В том числе основные
1	2	3	4	5	6
Телефонные аппараты, подсоединенные к станциям данной сети - всего (без таксофонов)	310	1682	1593	1247	1245
в том числе подсоединенные:					
через аппаратуру уплотнения абонентских линий	320	x	19	x	x
по спаренной схеме	330	x	860	x	x
имеющие выход на автоматическую междугородную телефонную станцию	340	x	1593	x	x
Таксофоны:					
универсальные (междугородно-городские)	350	1	x	x	x
в том числе с карточной системой оплаты	351	1	x	x	x
ГТС	360	9	x	x	x
Телефонные аппараты, подсоединенные к телефонным станциям других министерств, ведомств и имеющие выход на данную сеть	370	—	—	—	—
Контрольная сумма строк с 310 по 370	399				

Рис. 2

Определение алгоритма

В основу логики работы модуля нормализации положен четырехфазный алгоритм последовательной трансформации рис. 3, обеспечивающий инвариантность системы к типу входных файлов [2]. На начальных этапах мультимодальной адаптации и внедрения ограничений схемы (Schema Enforcement) любые входящие документы — от многостраничных PDF-отчетов до скриншотов — растеризуются в унифицированные бинарные потоки изображений io.BytesIO[4]. К полученному потоку автоматически подмешивается жесткий управляющий промпт, функционирующий в режиме детерминированной генерации при нулевой температуре. Этот вектор полностью подавляет естественный язык нейросети, запрещает вывод мета-разметки и принудительно задает точку с запятой (;) в качестве безальтернативного разделителя колонок, блокируя потенциальные галлюцинации модели.

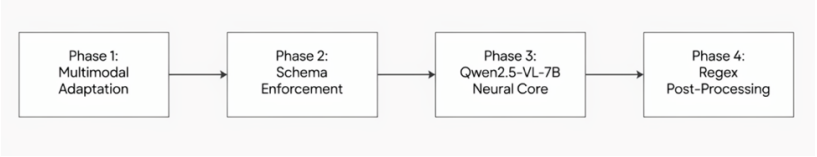


Рис. 3

Программная реализация алгоритма

Основная содержательная обработка данных происходит на фазах нейросетевого синестеза и пост-обработки. Мультимодальное ядро Qwen2.5-VL-7B с помощью встроенных Vision-трансформеров (ViT) одновременно осуществляет визуальное распознавание геометрии таблиц и глубокий семантический маппинг, инвариантно сводя разнородные синонимичные маркеры (например, «Абонент» и «phone_num») к единым логическим колонкам. На финальном шаге сырой текстовый ответ пропускается через синтаксический Regex-фильтр (re.sub), который гарантированно вырезает случайные артефакты форматирования и возвращает очищенную, стандартизированную CSV-строку рис. 4, полностью готовую для мгновенной загрузки в реляционные базы данных корпоративного хранилища (DWH).

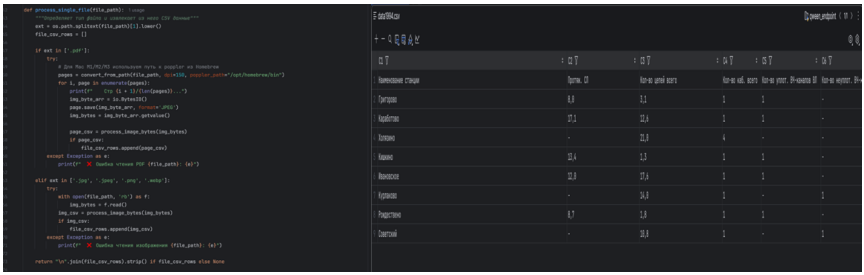


Рис. 4

На заключительном этапе процесса мультимодальной адаптации осуществляется десериализация текстового потока CSV и его последующая динамическая трансляция в документно-ориентированный формат JSON. Несмотря на то, что на этапе генерации жестко детерминированный CSV-формат выступает эффективным барьером против галлюцинаций языковой модели, он накладывает ограничения на дальнейшую автоматизированную обработку и долговременное хранение информации. Интеграция в конвейер обработки фазы конвертации «CSV → JSON», рис. 5, позволяет преобразовать плоский массив строк в иерархическую структуру объектов типа «ключ — значение». Подобное представление обеспечивает сквозную совместимость разработанного модуля «qween_endpoint» с современными NoSQL-базами данных и REST-интерфейсами. В результате выходные данные приобретают высокую гибкость, исключают необходимость повторного синтаксического анализа на стороне клиента и становятся полностью готовыми для прямой загрузки в аналитические витрины данных или BI-системы.



Рис. 5

Выводы

В статье разработана и реализована в виде программы методология автоматизированной нормализации гетерогенных массивов данных телеком-операторов с использованием мультимодальной нейросети Qwen2.5-VL-7B. Предложенный четырехфазный алгоритм обеспечивает сквозную детерминированную трансформацию текстовых логов и графических отчетов в канонический формат без необходимости ручной настройки правил под каждый источник. Внедрение системы позволяет изолировать сложность предобработки «грязных» данных внутри единого ИИ-конвейера, повышая адаптивность корпоративных DWH-хранилищ к изменениям форматов хранения данных.

[1] James G., Witten D., Hastie T., Tibshirani R. // – New York, NY: Springer, 2021.
[2] Дарий С., Шахтанов С.В. // XXVII Международная научно-техническая конференция «Проблемы техники и технологии телекоммуникаций. Оптические технологии в телекоммуникациях». 2025. С. 143.
[3] Аваков Р. А., Шилов О. С., Исаев В. И. Основы автоматической коммутации: учебник для вузов. – М.: Радио и связь. 1981, 288 с.
[4] Мхитарян В. С. Анализ данных: учебник для академического бакалавриата. – Москва: Издательство Юрайт. 2018, 490 с.

АНАЛИЗ АЛГОРИТМОВ ЧИСЛЕННОЙ ОПТИМИЗАЦИИ МНОГОМЕРНЫХ ФУНКЦИЙ ДЛЯ РАСЧЁТА ПАРАМЕТРОВ ДЕТЕРМИНИРОВАННОЙ ТРАЕКТОРИИ

А.И. Листратов[1, 2)], Д.А. Пальгуев[1)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] АО «ФНПЦ «ННИИРТ»

В настоящее время в радиолокации стоит вопрос определения параметров детерминированной траектории на основе радиолокационных измерений. Радиолокационные данные состоят из трёх независимых измерений: дальности до отслеживаемого тела, азимута и радиальной скорости. В работе [1] рассмотрена модель движения тела по баллистической траектории с учётом сопротивления воздуха. С учётом этой модели выводится зависимость данных в системе координат РЛС от параметров детерминированной траектории.

Для нахождения параметров детерминированной траектории использовался метод наименьших квадратов. Для этого необходимо найти минимум функции (1)

$$\Phi(\vec{a}) = \sum_{i=0}^{n}\Big[\big(V_r(t_i,\vec{a}) - V_r^M(t_i)\big)^2 + \big(D(t_i,\vec{a}) - D^M(t_i)\big)^2 + \big(A(t_i,\vec{a}) - A^M(t_i)\big)^2\Big], \quad (1)$$

где $V_r(t_i, \vec{a})$, $D(t_i, \vec{a})$, и $A(t_i, \vec{a})$ – значения радиальной скорости, дальности и азимута тела, в момент времени t_i движущегося по детерминированной траектории, вычисленные с помощью модели движения, $V_r^M(t_i)$, $D^M(t_i)$, и $A^M(t_i)$ – радиолокационные данные, $\vec{a}$ – вектор начальных параметров.

Задача нахождения минимума ставится следующим образом: требуется найти $\overrightarrow{a_0} \in A$, причём $\vec{a}_0$ должно удовлетворять условию (2).

$$\Phi(\overrightarrow{a_0}) \le \Phi(\vec{a}) \text{ для всех } \vec{a} \in A, \quad (2)$$

где A - множество допустимых решений задачи $A \subset R^n$.

Для выбора метода численного нахождения минимума функции (1) были определены следующие критерии, обусловленные спецификой её построения на основе зашумлённых радиолокационных данных:

- Способность избегать локальных минимумов функции и находить глобальный минимум.
- Высокая скорость сходимости в совокупности с низкой вычислительной сложностью, для обеспечения возможности накопления статистических данных.

Для оптимизации функций многих переменных существует широкий выбор алгоритмов, которые принято разделять на детерминированные и стохастические [2]. Детерминированные методы, такие как алгоритм Нелдера – Мида (симплекс-метод) [3], DIRECT [4], оптимизируют функции посредством заранее определённой комбинацией формул. Однако они часто сходятся к локальным экстремумам [2, с. 7–8]. В отличие от них, стохастические алгоритмы благодаря элементам случайности способны избегать локальных экстремумов в поисках глобального [2]. В качестве примеров двух классов

алгоритмов рассмотрим более подробно алгоритм Нелдера – Мида и алгоритм дифференциальной эволюции.

Алгоритм Нелдера — Мида – детерминированный алгоритм, основанный на последовательной деформации симплекса (многомерного обобщения треугольника) в направлении минимума целевой функции. Основные шаги алгоритма включают:

1) Инициализацию. Формируется начальный симплекс в пространстве параметров.
2) Сортировку. Вершины симплекса сортируются по возрастанию значения целевой функции.
3) Вычисление центра тяжести. Определяется центр тяжести всех вершин симплекса $\vec{a}_c$, за исключением вершины $\vec{a}_h$ с наибольшем значением целевой функции.
4) Отражение. Вектор $\vec{a}_h$ отражается относительно центра тяжести симплекса $\vec{a}_c$, в результате чего получается пробный вектор $\vec{a}_r$.
5) Адаптацию симплекса. Полученный вектор $\vec{a}_\text{r}$ сравнивается с существующими вершинами симплекса. В зависимости от значения целевой функции $\Phi(\vec{a}_r)$ выполняется одно из действий: замена вершины, расширение, сжатие или редукция.
6) Проверку критерия остановки. Процесс повторяется до выполнения условий сходимости.

Алгоритм демонстрирует высокую эффективность на гладких функциях, не имеющих локальных экстремумов, а также в условиях, когда каждое вычисление значения целевой функции сопряжено со значительными вычислительными затратами.

Алгоритм дифференциальной эволюции [5] — это популяционный стохастический метод, основанный на операциях мутации, скрещивания и отбора. Благодаря стохастичности, алгоритм эффективно избегает застревания в локальных оптимумах, хотя и сходится медленнее, чем детерминированный метод Нелдера – Мида. Тем не менее, его скорости сходимости достаточно для задач, где приоритетом является надежность глобального поиска, а не минимальное время вычислений.

Алгоритм дифференциальной эволюции работает следующим образом: изначально выбирается случайное множество векторов N из пространства R^n. На каждом шаге алгоритма для каждого вектора C_j из множества N строится новый вектор (3).

$$C_j' = C_j + F(A_j - B_j). \quad (3)$$

В выражении (3) A_j и B_j – случайно выбранные вектора из N. Параметр F определяет амплитуду возмущений, вносимых в вектор. Вероятность того, что в новом векторе будет присутствовать компонент из вектора C_j' задаётся как параметр P для каждой компоненты вектора. После формирования пробного вектора T_j, происходит шаг отбора. Для пар $[T_j, C_j]$ для каждого J производится сравнение значение целевой функции (1). В новое множество векторов переносится тот вектор, на котором целевая функция достигает меньшего значения.

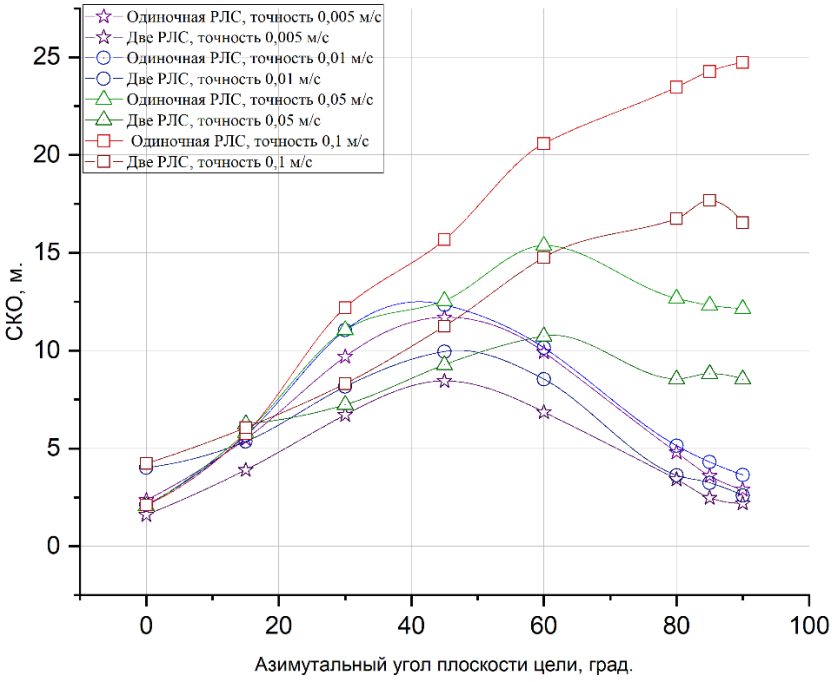


Рис.

В адаптивной версии алгоритма параметры F и P не являются фиксированными. Поскольку алгоритм не является чувствительным к начальным параметрам, на первом шаге параметры F и P были приняты за 0.5 [6, стр. 655]. После каждого шага отбираются параметры F и P которые привели к успешному преобразованию вектора. Далее на основе полученного набора F и P вычисляется их среднее значение и применяются для следующего шага.

Представленный анализ алгоритмов демонстрирует, что для решения задачи определения параметров детерминированной траектории целесообразно применение алгоритма адаптивной дифференциальной эволюции, поскольку он в наибольшей степени соответствует установленным ранее критериям.

В качестве примера было проведено моделирование детерминированной траектории, являющейся баллистической. Вектор начальных параметров в этом случае имеет вид (4).

$$\vec{a} = \{V_0, t_0, k, \alpha, \beta, x_0, y_0\}, \quad (4)$$

где V_0 – начальная скорость движения тела (м/с), k – коэффициент сопротивления воздуха (с/м), α – азимутальный угол плоскости (°), β – начальный угол места

баллистической траектории (°), x_0, y_0 – начальные координаты баллистической траектории (м), t_0 – время начала движения тела(с).

На рисунке представлен результат вычислений СКО начальной координаты x_0 на основе 400 реализаций трасс для каждой точки с разными параметрами детерминированной траектории, а также для данных от одной и от двух РЛС. Для нахождения минимума целевой функции (1) использовался алгоритм адаптивной дифференциальной эволюции.

В результате численной оптимизации выражения (1) алгоритмом адаптивной дифференциальной эволюции показана возможность определения вектора начальных параметров детерминированной траектории. Время вычисления начальных параметров при этом зависит от значений этих начальных условий и степени зашумлённости данных наблюдений. Количество вычислений целевой функции (1) достигает около 35000 раз. С учётом вычислительной сложности выражения (1), а также производительности среднестатистического персонального компьютера занимает около 60 секунд.

[1] Амельянчик А.И., Горбач Н.И. // Теоретическая и прикладная механика: международный научно-технический сборник. 2009. Вып. 24. С. 247.
[2] Агибалов, О.И. // Современные наукоемкие технологии. 2017. № 9. С. 7.
[3] Nelder J.A. and Mead R. // Computer Journal. 1965. Vol. 7. P. 308.
[4] Jones D.R., Perttunen C.D., Stuckman B.E. // J. Optim. Theory and Appl. 1993. Vol. 79, no. 1. P. 157.
[5] Storn R., Price K. // Journal of Global Optimization. 1997. P. 341.
[6] Brest J., Greiner S., Bo˘skovi´c, Mernik B. and ˘Zumer V. // IEEE Transactions on Evolutionary Computation. 2006. Vol. 10, M. no. 6. P. 646.

КОМПАКТНЫЙ НИЗКОЧАСТОТНЫЙ ГИДРОАКУСТИЧЕСКИЙ ИЗЛУЧАТЕЛЬ ВЫСОКОЙ УДЕЛЬНОЙ МОЩНОСТИ

А.К. Британков[1], А.А. Лисин[1], А.И. Малеханов[1], В.В. Соколов[2]

[1] ИПФ РАН

[2] ООО «Совинтех-Авто»

Для проведения геофизических исследований, решения задач сейсмоакустической разведки, мониторинга водной среды активно применяются методы, основанные на использовании низкочастотных гидроакустических полей высокой интенсивности. Инженерное обеспечение указанных направлений исследований включает в себя, кроме средств приема обработки регистрируемых полей, разработку источников гидроакустических сигналов. Распространение приемных комплексов гидроакустических сигналов, реализованных в коммерческих комплектах оборудования [1], наряду с существующими моделями, описывающими акустическое поле источника в водной среде с учетом особенностей волновода, практически закрывают вопросы по системам регистрации и обработки акустических сигналов. Так, в [2] приведены программные комплексы как для модового и лучевого приближений распространения звука под водой, так и параболических приближений. С другой стороны, излучение низкочастотных гидроакустических сигналов высокой интенсивности представляет собой нетривиальную задачу, особенно с учетом возрастающих требований к повышению эффективности, ширины рабочей полосы частот, надежности в совокупности с ограничением массо-габаритных параметров и жестких критериев по технологичности и повторяемости гидроакустических излучателей в условиях серийного производства.

Наиболее востребованы для приведенного выше спектра задач подводной гидроакустики излучатели, развивающие звуковое давление на уровне от нескольких кПа, приведенных к 1 м. В некоторых случаях, для создания поля такой интенсивности, используются взрывные источники либо пневмопушки. Такие источники создают сигнал высокой мощности в широком диапазоне частот. Ввиду обилия гармоник, не используемых в исследовании, применение подобных источников звука может оказаться неприемлемо из-за помех, порождаемых большим количеством спектральных компонент и затрудняющих проведение исследований. Для диапазона частот в несколько сотен Гц наиболее эффективным конструктивным решением является комбинация пьезоэлектрического активного элемента с механическим трансформатором, где колебания активного элемента малой амплитуды преобразуются в изгибные колебания излучающей оболочки со значительно большей амплитудой, приводящей к изменению объёма преобразователя. Так в излучателе продольно-изгибного типа при помощи механического трансформатора достигается компромисс между размерами излучателя и его КПД, рабочей полосой частот и акустической мощностью. Другие технические решения для этого диапазона частот либо слишком громоздки, либо способны передавать ограниченное число специальных сигналов.

В рамках совместных работ ИПФ РАН и ООО «Совинтех-Авто» изготовлен макет низкочастотного излучателя продольно-изгибного типа [3], предназначенного для применения в широком спектре задач подводной гидроакустики (рис. 1). При создании излучателя использованы технические решения и технологии, отраженные в патентах и статьях. Так, аксиальные прорези в корпусе, выполненные для снижения

частоты основного резонанса, герметизированы по технологии, описанной в патенте [4], а конструктивное решение узла сопряжения излучающих ламелей с торцевыми фланцами и активным элементом приведено в патенте [5]. Для передачи осевых колебаний активного элемента без потерь при сборке между пьезостолбом и фланцами установлены согласующие шайбы. Корпус из прочной стали и наличие штуцера для нагнетания внутреннего давления, с одной стороны, позволяет увеличить электрическую прочность изделия, поднимая максимально возможный уровень напряжения возбуждения, а с другой – обеспечивает работу преобразователя на заданных глубинах до 80 м без дополнительных устройств компенсации внешнего гидростатического давления.



Рис. 1

Эквивалентная электрическая схема излучателя в рабочей полосе частот приведена на рис. 2, а импедансные кривые (в зависимости от единиц волнового размера kr, где $k=2\pi/\lambda$, r – эквивалентный радиус излучателя), снятые в гидроакустическом бассейне, представлены на рис. 3.

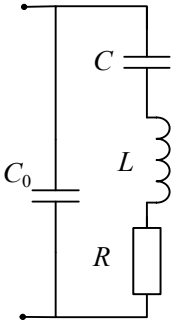


Рис. 2

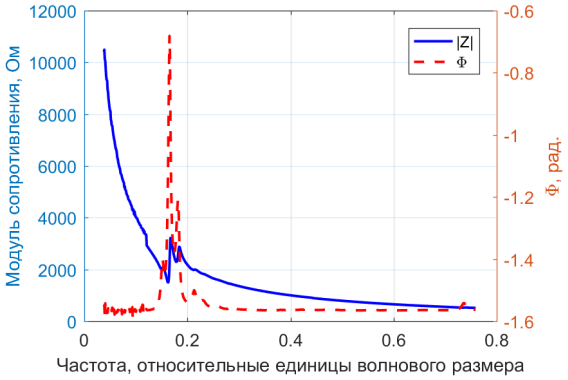


Рис. 3

Оценка электромеханических параметров излучателя проведена при помощи лазерного виброметра [6], когда на излучатель, закрепленный в эластичном подвесе, подавались сигналы амплитудой 1 В с равномерным распределением по всему звуко-вому диапазону частот (розовый шум). Амплитудно-частотная характеристика коле-баний излучающей поверхности (рис. 4) содержит частоты, соответствующие механи-ческому резонансу колебательной системы преобразователя и его активного элемента.

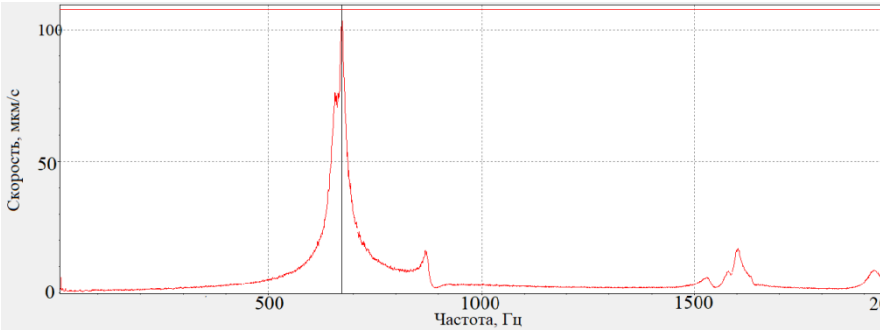


Рис. 4

Измерения электроакустических характеристик излучателя в условиях открытой воды проведены в эшелоне глубин от 3 до 9 м в акватории Горьковского водохранилища согласно схеме и методике измерений, аналогичным приведенным в работе [3]. Возбуждение излучателя осуществлялось при помощи усилителя мощности CROWN CTs 2000, нагруженного на повышающий трансформатор с коэффициентом трансформации 5. Сигнал на усилитель подавался с комплекса оборудования National Instruments на базе шасси cDAQ-9172 с установленным ЦАП NI-9263, а регистрация излучаемых сигналов производилась при помощи АЦП NI-9215, подключённого к выходу усилителя B&K 2650 гидрофона B&K 8100, расположенного на выносной штанге в 1 м от излучателя. Синхронизация ЦАП и АЦП проводилась на аппаратно-программном уровне путём встроенного тактирования и маршрутизации сигналов. На рис. 5 представлен пример огибающей осциллограммы сигнала с гидрофона при излучении ЛЧМ-сигналов длительностью 30 с в диапазоне частот от 300 до 2000 Гц.



Рис. 5

Для измерения подводимого к излучателю напряжения использовался стрелочный милливольтметр В3-38Б. С учётом точности использованного оборудования и

результирующей погрешности приёмного тракта на уровне 12-15 %, погрешности электроакустических измерений [7, 8] составляют около 20 %.

Измерения показали достаточно высокое значение чувствительности излучателя по напряжению (по сравнению с описанными в открытых источниках аналогами, например [3]). Наличие второй полосы частот позволяет использовать излучатель для передачи гидроакустических сигналов в этом диапазоне с относительной шириной полосы частот не менее 20-25 %.

Испытания подтвердили эффективность конструктивных решений и технологий для подобного компактного низкочастотного излучателя, что позволяет применять подобные изделия для решения задач, требующих излучения как узкополосных, так и широкополосных гидроакустических сигналов на уровне нескольких десятков Вт акустической мощности в эшелоне глубин от единиц до нескольких десятков м.

Коллектив авторов выражает благодарность заместителю директора ИПФ РАН Е.А. Марееву и начальнику отдела акустики океана Д.А. Касьянову за поддержку, помощь в организации натурных испытаний и конструктивные замечания при обсуждении результатов работы.

[1] Козяев К.В. Гидроакустическая техника исследования и освоения океана: учебное пособие. Российский государственный гидрометеорологический университет. – Санкт-Петербург: РГГМУ, 2011, 77 с. – URL: rshu.ru (дата обращения: 27.05.2026).
[2] Смирнов И.П., Гурбатов С.Н., Хилько А.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2006. Т. 49, № 5. С. 369.
[3] Боголюбов Б.Н., Кирсанов А.В., Леонов И.И., Смирнов С.А., Фарфель В.А. // Гидроакустика. 2015. № 23(3). С. 20.
[4] Антонов А.А., Корнев А.И., Сорокин А.М. Патент № 230686 RU. Заявка рег. № 202413419. Дата подачи заявки 15.11.2024. Дата опубл. 17.12.2024. URL: https://www.ipfran.ru/files/11090/230686.pdf (дата обращения: 27.06.2026).
[5] Антонов А.А., Корнев А.И., Пирожков С.А., Сорокин А.М. Патент № 2737241 RU. Заявка рег. № 2020111956. Дата подачи заявки 25.03.2020. Дата опубл. 26.11.2020.
[6] Buchhave P. // Opt. and Laser Technology. 1975. Vol. 7(1). P. 11.
[7] МИ 2083-90. Государственная система обеспечения единства измерений. Измерения косвенные. Определение результатов измерений и оценивание их погрешностей. – Санкт-Петербург: ВНИИМ им. Д.И. Менделеева, 1992. 11 с.
[8] Британенков А.К., Костеев Д.А., Травин Р.В., Фарфель В.А., Леонов И.И. // Вестник Самарского университета. Аэрокосмическая техника, технологии и машиностроение. 2025. Т. 24, № 3. С. 76.

СПОСОБ СВЁРТКИ СПЕКТРА СИГНАЛОВ С ПСЕВДОСЛУЧАЙНОЙ ПЕРЕСТРОЙКОЙ РАБОЧЕЙ ЧАСТОТЫ

А.А. Галактионов, И.А. Баландин, А.М. Лаврентьев

Ярославское высшее военное училище противовоздушной обороны

Введение

В статье рассматривается задача обнаружения энергетически скрытых сигналов с псевдослучайной перестройкой рабочей частоты (ППРЧ) и гибридной модуляцией. Разработан способ свёртки спектра на основе трёхэтапного преобразования, компенсирующего частотную и фазовую модуляцию до этапа накопления. Показано, что предложенный метод обеспечивает энергетический выигрыш 8 дБ по сравнению с параллельным спектроанализатором.

Ключевые слова: радиотехническая разведка, псевдослучайная перестройка рабочей частоты (ППРЧ), гибридная модуляция, частотная манипуляция, фазовая манипуляция, энергетическая скрытность, свёртка спектра, корреляционная обработка, обнаружение сигналов.

Важнейшей составляющей помехоустойчивости систем радиосвязи (СРС) является скрытность от перехвата их сигналов станциями радио-радиотехнической разведки (РРТР). В большинстве современных подвижных СРС это достигается методом псевдослучайной перестройки рабочей частоты (ППРЧ) (англ. FHSS – Frequency-Hopping Spread Spectrum). Данный метод предполагает смену несущей частоты в процессе передачи сообщения в соответствии с псевдослучайной последовательностью, известной как отправителю, так и получателю [1, 2].

Широкое применение метода ППРЧ в подвижных СРС обусловлено его способностью рассредоточивать энергию сигнала в широкой полосе частот. Это обеспечивает снижение спектральной плотности мощности (СПМ) сигнала, которая на практике может опускаться ниже уровня мощности собственных шумов радиоприёмного устройства (РПрУ). Дополнительное повышение помехоустойчивости достигается за счёт использования гибридных видов модуляции, таких как ЧМн-2 (двухпозиционная частотная манипуляция) и ФКМ-2 (фазовая манипуляция) [3].

Вследствие этого современные подвижные СРС с ППРЧ демонстрируют высокий уровень энергетической скрытности: используемые ими радиосигналы практически неотличимы от шумовой среды. Это вступает в противоречие с возможностями существующих систем РРТР, которые традиционно ориентированы на обнаружение сигналов со значительным отношением сигнал-шум (ОСШ) на входе приёмного модуля (более 15 дБ).

В результате анализа существующего научно-методического аппарата установлено, что эффективное обнаружение требует когерентного накопления энергии всей посылки, что требует проведения демодуляции приятого сигнала.

Для эффективной демодуляции и накопления энергии всей посылки необходимо учитывать фазо-частотные параметры каждого элементарного импульса (ЭИ). В теории радиотехнических систем данная задача решается путём переноса спектра сигнала на промежуточную частоту с последующей нелинейной свёрткой спектра.

Целью статьи является разработка способа свёртки спектра сигналов с ППРЧ, обеспечивающего достижение требуемых ОСШ, при которых источник излучения будет обнаружен на дальностях, превосходящих дальность его радиосвязи.

Математически сигнал с ППРЧ и гибридной модуляцией на одном интервале скачка (ЭИ) описывается выражением:

$$x(t) = U(t) \cdot e^{j\left(2\cdot\pi\left(f_{\text{ппрч}}(t)+\Delta f_{\text{ЧМн}-2}(b_i)\right)\cdot t+\varphi_{\text{ФКМ}-2}(C_k)\right)}, \quad (1)$$

где $f_{\text{ппрч}}(t)$ – текущая частота ППРЧ; $\Delta f_{\text{ЧМн}-2}(b_i)$ – частотный сдвиг ЧМн-2, определяемый значением информационного бита b_i; $\varphi_{\text{ФКМ}-2}(C_k)$ – фазовый сдвиг ФКМ-2, определяемый кодовой последовательностью C_k.

Выходная реализация представляет собой аддитивную смесь полезного сигнала $x(t)$ и белого гауссовского шума $n(t)$ с нулевым средним и спектральной плотностью мощности $N_0/_2$.

$$s(t) = x(t) + n(t). \quad (2)$$

Предлагаемый способ свёртки спектра сигналов с ППРЧ включает последовательное выполнение трёх этапов.

На первом этапе происходит перенос спектра входной реализации $s(t)$ на промежуточную частоту (ПЧ) путём перемножения с комплексно-сопряжённым сигналом опорного гетеродина, синхронизированного по времени с входной реализацией:

$$s_{\text{пч}}(t) = s(t) \cdot X^*(t) = [x(t) + n(t)] \cdot A_0 \cdot e^{-j\left(2\cdot\pi\cdot f_g\cdot t+\varphi_g(t)\right)} = \quad (3)$$

$$= A_0 \cdot x(t) \cdot e^{-j\left(2\cdot\pi\cdot f_g\cdot t+\varphi_g(t)\right)} + A_0 \cdot n(t) \cdot e^{-j\left(2\cdot\pi\cdot f_g\cdot t+\varphi_g(t)\right)}.$$

Частота гетеродина f_g выбирается из условия исключения алиасинга при аналого-цифровом преобразовании, а также обеспечения минимальных искажений фазовых соотношений между элементарными импульсами [4].

В результате первого преобразования полезная составляющая переносится на промежуточную частоту. Шумовая составляющая остаётся белым гауссовским шумом.

На втором этапе осуществляется демодуляция сигнала путём умножения исходной реализация $s(t)$ и комплексно-сопряжённого результата первого преобразования $s^*_{\text{пч}}(t)$. Выбор именно комплексно-сопряжённого сигнала обусловлен необходимостью компенсации фазовой и частотной модуляции, наложенных на сигнал в соответствии с законом ППРЧ. Таким образом комплексное сопряжение обеспечивает снятие гибридной модуляции и перенос энергии всех ЭИ на единую частоту f_g, что создаёт условия для последующего накопления энергии всей посылки.

$$S(t) = s(t) \cdot s^*_{\text{пч}}(t) =$$

$$= A_0 \cdot x(t) \cdot x^*(t) \cdot e^{j\left(2\cdot\pi\cdot f_g\cdot t+\varphi_g(t)\right)} + A_0 \cdot x(t) \cdot n^*(t) \cdot e^{j\left(2\cdot\pi\cdot f_g\cdot t+\varphi_g(t)\right)} + \quad (4)$$

$$+A_0 \cdot n(t) \cdot x^*(t) \cdot e^{j(2\cdot\pi\cdot f_g\cdot t+\varphi_g(t))} + A_0 \cdot n(t) \cdot n^*(t) \cdot e^{j(2\cdot\pi\cdot f_g\cdot t+\varphi_g(t))}$$

В результате второго преобразования полезный сигнал оказывается сосредоточен на частоте гетеродина f_g и имеет амплитуду, пропорциональную квадрату огибающей

$A_0 \cdot U^2(t)$. Перекрёстные члены имеют нулевое среднее, и их мощность пропорциональна произведению мощности сигнала и шума. Шумовая составляющая содержит квадрат шума, что приводит к нелинейному преобразованию его спектра: энергия шума распределяется в более широкой полосе по сравнению с полезным сигналом.

На третьем этапе производится выделение и накопление энергии полезного сигнала методом корреляционной обработки: преобразованный сигнал перемножается с опорным сигналом гетеродина, и результат интегрируется.

Ключевым отличием предложенного подхода от традиционного энергетического обнаружения является то, что компенсация модуляции выполняется до этапа накопления, что позволяет избежать синхронного накопления шума в частотно-временной плоскости существования сигнала.

Предложенный алгоритм реализуется структурной схемой устройства обработки сигналов с ППРЧ и гибридной модуляцией (рис. 1):

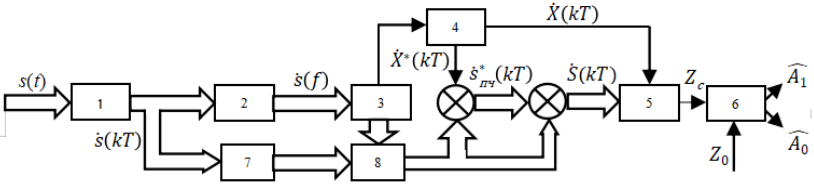


Рис. 1

На рис. 1 введены следующие обозначения: 1 – аналого-цифровой преобразователь (АЦП), 2 – параллельный спектроанализатор (ПСА), 3 – устройство анализа (УА), 4 – гетеродин, 5 – коррелятор, 6 – пороговое устройство (ПУ), 7 – буферное запоминающее устройтсво, 8 – устройство выборки частотно-временных каналов.

Принятая реализация поступает на ПСА. Сигнал с выхода ПСА подаётся на УА, обеспечивающее синхронизацию гетеродина. Далее выполняются описанные выше преобразования, завершающиеся корреляционной обработкой.

Важно отметить, что предлагаемый метод не требует полной априорной осведомлённости о параметрах принятой реализации, а лишь подстройку сигнала гетеродина под длительность информационного сигнала.

Эффективность метода оценена путем вычислительного эксперимента.

Когерентный приём ЭИ является теоретическим пределом, определяющим требуемую дальность обнаружения: требуемое ОСШ на входе УПР достигается при ОСШ в входе приёмного модуля не менее 7 дБ.

ПСА при обнаружении 40 ЭИ демонстрирует существенно более низкую эффективность: требуемое ОСШ на входе УПР достигается при ОСШ в входе приёмного модуля не менее 20 дБ.

Разработанный алгоритм свёртки спектра занимает промежуточное положение: требуемое ОСШ на входе УПР достигается при ОСШ в входе приёмного модуля не менее 12 дБ.

Энергетический выигрыш относительно ПСА составляет 8 дБ.

На рис. 2 представлена зависимость отношения сигнал/шум на входе устройства принятия решения ($q_{\text{вых}}$) от отношения сигнал/шум на входе приёмного модуля ($q_{\text{вх}}$).

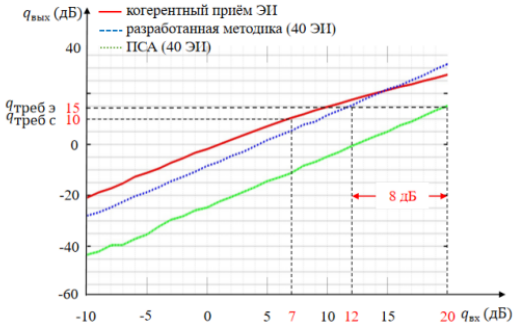


Рис. 2

Разработанный способ свёртки спектра обеспечивает эффективное обнаружение энергетически скрытых радиосигналов с ППРЧ и гибридной модуляцией средствами РРТР. В отличие от традиционных способов, он не требует точного знания параметров разведываемого сигнала, таких как несущая частота и фаза на каждом скачке, поскольку демодуляция выполняется до этапа накопления.

[1] Борисов В.И., Зинчук В.И. и др. Помехозащищенность систем радиосвязи с расширением спектра сигналов методом псевдослучайной перестройки рабочей частоты. – М.: Радио и связь, 2000, 384 с.
[2] Barry J.R., Lee E.A., Messerschmitt D.G. Digital Communication. 3rd ed. – New York: Kluwer Academic, 2004, 838 p.
[3] https://pmc.ncbi.nlm.nih.gov/articles/PMC8659560
[4] Лайонс Р. Цифровая обработка сигналов / пер. с англ. под ред. А. А. Бритова. – 2-е изд. – Москва: Бином-Пресс, 2006, 656 с.

НЕСМЕЩЁННАЯ ОЦЕНКА МОЩНОСТИ ПАССИВНОЙ ПОМЕХИ НА ОСНОВЕ СТРУКТУРНО-ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ ОПТИМИЗАЦИИ КНС С ЛЧМ И ЦИФРОВОЙ ОБРАБОТКИ СИГНАЛА

Н.А. Немкин[1)], С.А. Зайцев[2)]

[1)] Ярославское высшее военное училище противовоздушной обороны
[2)] ВУЦ при НИУ «МИЭТ»

Применение средств воздушного нападения на малых высотах требует от зенитных ракетных комплексов эффективного обнаружения целей на фоне интенсивных отражений от подстилающей поверхности [1, 2]. Традиционные системы селекции движущихся целей не обеспечивают достаточной эффективности при радиальных скоростях цели 10–50 м/с [3].

Оптимальный алгоритм обработки предполагает использование обратной корреляционной матрицы помех [1]:

$$\xi = |y^T \varphi^{-1} x|^2, \quad (1)$$

где: y^T – транспонированная входная реализация, φ^{-1} – обратная корреляционная матрица помех (ОКМП), x – сигнал с полностью известными параметрами.

Критически важным элементом здесь является расчет весового вектора r, который требует операции обращения КМП:

$$r = \varphi^{-1} x. \quad (2)$$

Однако его реализация в реальном времени ограничена вычислительной сложностью и нестационарностью помех [5].

Таким образом, для известной позиции вклад подстилающей поверхности в весовой вектор наиболее точно можно оценить через исследование радиолокационного клаттера и составление адекватной карты пассивных помех. Обращение к геоинформационным системам позволит заблаговременно создать карту помех до размещения на ней РЛС, не прибегая к пробному зондированию, что повысит скрытность от средств разведки и живучесть комплекса.

Однако на практике в ИД РЛС широко используется режим ВЧПИ, обеспечивающий однозначное измерение доплеровских скоростей, но порождающий неоднозначность по дальности [1, 2]. При работе в режиме ВЧПИ принятый сигнал в каждой дальностной ячейке представляет собой суперпозицию отражений от множества участков поверхности, разнесенных на целое число интервалов однозначной дальности. Это приводит к систематическому смещению (завышению) оценки мощности пассивной помехи $\sigma^2_{\text{пп}}$в анализируемом элементе разрешения. Следовательно, даже если геоинформационная карта помех сформирована заблаговременно, её прямое использование для установки порога $U_{\text{пор}} = \alpha \times \sigma^2_{\text{пп}}$, где α определяется требуемой вероятностью ложной тревоги, приведёт к ошибке, поскольку режим ВЧПИ искажает истинное распределение мощности. По этой причине адаптивный порог оказывается завышенным, что снижает вероятность правильного обнаружения [4, 5].

Целью данной работы является разработка методики оптимизации параметров зондирующего сигнала в режиме ВЧПИ и его цифровой обработки, позволяющей

устранить смещение оценки мощности пассивной помехи для последующего построения несмещенной карты помех и корректного расчета адаптивного порога обнаружения.

В импульсном режиме отражения от разных дальностей разделены во времени. В режиме ВЧПИ сигналы от зон, кратных $R_{\text{одн}}$, накладываются. Классический метод усреднения по соседним элементам дальности даёт систематическое завышение оценки. Максимальное смещение наблюдается в зоне водной поверхности, где истинная мощность отражений минимальна, а наложения от соседних зон дают наибольший вклад.

Для устранения смещения предлагается оценка мощности в частотной области с использованием ЛЧМ-сигнала. Частота принятого сигнала после демодуляции пропорциональна дальности:

$$f_R = \frac{2\mu R}{c}, \tag{3}$$

где μ – крутизна ЛЧМ. Сигналы от соседних зон неоднозначности, отстоящих на $R_{\text{одн}}$, получают частотный сдвиг:

$$\Delta f_{зона} = \frac{2\mu R_{одн}}{c} = \frac{2\mu}{c} \cdot \frac{c}{2F_n} = \frac{\mu}{F_n}. \tag{4}$$

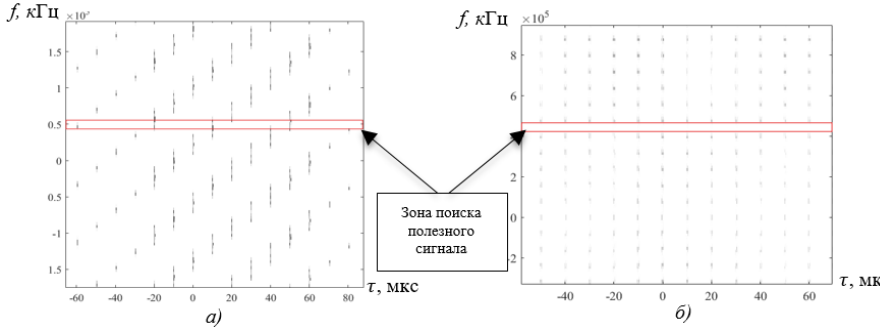
Условие неперекрытия сигналов в частотной области: частотный сдвиг между зонами должен быть равен частоте повторения или кратен ей, то есть $\Delta f_{\text{зона}} = kF_{\text{п}}$, где $k = 1,2,3, \ldots$. Подставляя (4) в это условие, получаем:

$$\frac{\mu}{F_n} = kF_n \Rightarrow \mu = kF_n^2. \tag{5}$$

Выбирая минимальное значение $k = 1$, находим оптимальную крутизну ЛЧМ:

$$\mu = F_n^2. \tag{6}$$

На рис. 1 представлены функции неопределенности квазинепрерывного сигнала с ЛЧМ при произвольной крутизне (рис. 1а) и при выбранной крутизне $\mu = F_{\text{п}}^2$ (рис. 1б). Видно, что введение ЛЧМ с оптимальной крутизной позволяет разделить сигналы от разных зон неоднозначности в частотной области.



а) *б)*

Рис. 1

Однако выбор правильной крутизны – лишь необходимое условие. Ключевым элементом предлагаемой методики является цифровая обработка принятого сигнала. Она включает три последовательных этапа.

Первый этап – демодуляция, в результате которой частота отражённого сигнала становится пропорциональной дальности согласно (3). Второй этап — накопление пачки из N импульсов в цифровом буфере. Это преобразование эквивалентно превращению квазинепрерывного сигнала (последовательности радиоимпульсов с паузами) в непрерывный сигнал. По своей сути такая операция аналогична работе синхронного накопителя на линии задержки в аналоговых системах, но здесь она реализуется цифровыми методами. Накопление пачки увеличивает эффективную длительность сигнала до $NT_{\text{п}}$, где $T_{\text{п}} = 1/F_{\text{п}}$.

Третий этап – быстрое преобразование Фурье, которое переводит сигнал в частотную область. Частотное разрешение после накопления составляет:

$$\Delta f = \frac{1}{NT_n}. \quad (7)$$

Выбором числа накапливаемых импульсов N (например, $N = 256$) обеспечивается условие $\Delta f \ll F_{\text{п}}$, что гарантирует отсутствие перекрытия спектральных составляющих, соответствующих сигналам от разных зон неоднозначности. Частотный сдвиг между сигналами от соседних зон в точности равен $F_{\text{п}}$, поэтому они попадают в различные частотные каналы и не смешиваются.

Частотный сдвиг между сигналами от соседних элементов дальности (ΔR) составляет:

$$\Delta f_R = \frac{2\mu \Delta R}{c}. \quad (8)$$

Поскольку отношение $\Delta f_R/\Delta f \gg 1$, сигналы от соседних дальностей также попадают в разные частотные каналы. Оценка мощности помехи производится по амплитуде соответствующей спектральной составляющей. В результате неоднозначность дальнометрии полностью устраняется, а оценка мощности становится несмещённой.

Эффективность предложенной методики исследована с помощью математического моделирования в среде MATLAB с использованием верифицированной модели пассивных помех. Классическая оценка (усреднение по дальности) демонстрирует систематическое завышение на всей шкале дальностей, тогда как предлагаемый метод обеспечивает совпадение оценки с истинным значением.

На рис. 2 представлено сравнение оценки мощности пассивной помехи в импульсном, ВЧПИ и в предлагаемом режимах.

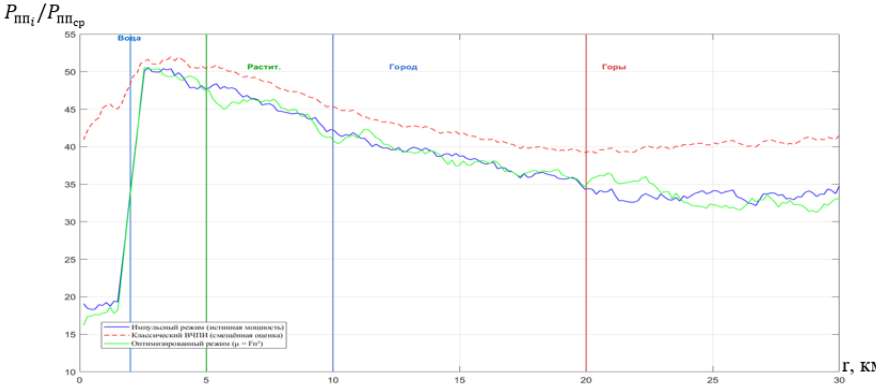


Рис. 2

Статистический анализ методом Монте-Карло (10^4 реализаций) показал, что для классического режима смещение оценки мощности составляет $+0.6 \pm 0.2$ дБ, а для предлагаемой методики смещение статистически неотличимо от нуля (0.0 ± 0.1 дБ). Относительное смещение снижено с 13.7% до 0%. Разрешение по дальности сохранено. Неоднозначность дальнометрии полностью устранена.

Предложена методика, основанная на использовании КНС с ЛЧМ с крутизной $\mu = F_{\text{п}}^2$ (6) и цифровой обработке, включающей демодуляцию, накопление пачки импульсов (преобразование квазинепрерывного сигнала в непрерывный) и быстрое преобразование Фурье. Такой подход обеспечивает разделение сигналов от разных зон неоднозначности в частотной области, полное устранение неоднозначности дальнометрии и получение несмещённой оценки мощности помехи.

Результаты моделирования подтверждают снижение смещения оценки мощности с 13.7% до 0% при сохранении разрешения по дальности. Полученная несмещённая оценка мощности создаёт основу для последующего построения точных карт помех и корректного расчёта адаптивного порога обнаружения, что в перспективе повышает эффективность обнаружения целей на фоне интенсивных отражений от подстилающей поверхности.

[1] Сколник М.И. Введение в технику радиолокационных систем. – М.: Радио и связь, 1985.
[2] Егоров Г.П. Радиолокация на малых высотах. – М.: Сов. радио, 1973.
[3] Вовшин Б.М. и др. // Успехи современной радиоэлектроники. 2018. № 2. С. 51.
[4] Van Trees H.L. Detection, Estimation, and Modulation Theory, Part I. – Wiley, 1968.
[5] Ward J. Space-Time Adaptive Processing for Airborne Radar // MIT Lincoln Lab Technical Report, 1994.

ФАЗОВЫЙ СИНТЕЗ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК, ИСПОЛЬЗУЮЩИЙ СТАТИСТИЧЕСКОЕ ФОРМИРОВАНИЕ ОСТРОНАПРАВЛЕННЫХ ДИАГРАММ НАПРАВЛЕННОСТИ ФАЗИРОВАННОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ ПРОХОДНОГО ТИПА

А.М. Лаврентьев, Р.В. Калашников, Е.А. Бабушкин, Р.Я. Долковски

Ярославское высшее военное училище противовоздушной обороны

Введение

Техническим решением защиты многофункциональной радиолокационной станции (МРЛС) от АШП является автокомпенсатор помех (АКП). Его компенсационные каналы обычно реализуются на основе нескольких слабонаправленных антенных решёток (АР). Ограниченное число АР приводит к невозможности компенсации всех помех. Оставшаяся часть вызывает снижение отношения сигнал/(помеха+шум) на выходе согласованного фильтра (СФ). Поэтому наращивание количества каналов является важным направлением повышения помехоустойчивости МРЛС. Но оно затруднено из-за ограничений, накладываемых на габариты МРЛС.

Известно направление наращивания канального ресурса, предложенное Железняком М.М., Кашиным В.А., Калашниковым Р.В. [1], основанное на статистическом разбиении ФАР на вложенные подрешётки, однако его применение приводит к снижению уровня главного максимума ДН антенны, а также существенному уменьшению крутизны пеленгационной характеристики (ПХ), что ведет к снижению точности пеленгования цели.

Таким образом, необходимо разработать методику, позволяющую повысить точность пеленгования цели.

Методика выбора типа и параметров функции, характеризующей вероятность определения элементов ФАР, включаемых в КП

При прочих равных условиях точность пеленгования определяется произведением крутизны ПХ основной подрешетки μ и отношением уровней ДН подрешетки основного канала δF: $\Xi = \mu \cdot \delta F = d\Pi_0(\theta)/d\theta \cdot F^2_{\text{ок макс}}/F_{\text{ок бл}}$. Данное произведение назовём взвешенной крутизной ПХ.

Физический смысл данного показателя заключается в том, что он позволяет учесть вклад целенаправленного именения ДН антенны в вытекающее из этого результирующее отношение сигнал/помеха и крутизны пеленгационной характеристики при пеленговании цели.

Необходимо найти такие тип и параметры функции, характеризующей вероятность определения элементов ФАР, включаемых в КП, максимизирующие данный показатель.

Из порядка 10 рассмотренных типов было установлено, что рациональным является многопараметрическое распределение Тейлора в виде [2]:

$$W_m = 1 + 2\sum_{n=1}^{\bar{n}-1} T(n, A_B, \bar{n}) cos(n\pi r_m/R_m), \qquad (1)$$

где $T(n, A_B, \bar{n})$ – апертурное распределение; r_m, R_m – удаление m-го элемента антенной решетки от геометрического центра раскрыва и его максимальное значение соответственно; $\bar{n}$ – характеристический параметр распределения; A_B – параметр, связанный с желаемым уровнем боковых лепестков (УБЛ).

Путём имитационного моделирования получена зависимость, представленная на рис. 1 – поверхность, характеризующая зависимость взвешенной крутизны от параметров распределения.

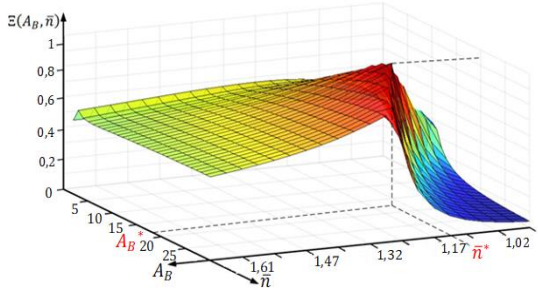


Рис. 1

Лучший показатель взвешенной крутизны $\Xi(A_n, \bar{n})$ при параметрах $\bar{n} = 19$ и $A_B = 1{,}13$, поэтому выбираем их.

Число элементов $N_к$, включаемых в КП, должно обеспечивать перекрытие УБЛ ДН антенны в направлении на помеху.

Затем следует построение функции Ψ_m, характеризующую вероятность определения m-го элемента:

$$\Psi_m = g(A_{0m} - W_m), \tag{2}$$

где A_{0m} — значение реализованного амплитудного распределения в раскрыве ФАР на m-ом элементе; $g = N_к / \sum_{m=1}^{N_p} |A_{0m} - W_m|$ — коэффициент, обеспечивающий исключение $N_к$ из основной ФАР.

После расчета данной функции разобьем антенную решетку на основную и четыре КП (рис. 2а). И сформируем:

$$F_\Sigma(u, v) = w_{\Sigma_0} \cdot F_0(u, v);\ F_\Delta(u, v) = w_{\Delta_0} \cdot F_0(u, v), \tag{3}$$

где $w_{\Sigma_0}, w_{\Delta_0}$ – весовые коэффициенты для суммарного и разностного каналов соответственно.

Рассмотрим численный пример синтеза на рис. 2, на котором представлены исходная и полученные диаграммы направленности антенной решетки и подрешетки МРЛС соответственно (рис. 2а, б), а также подрешетки компенсационного канала (рис. 2в).

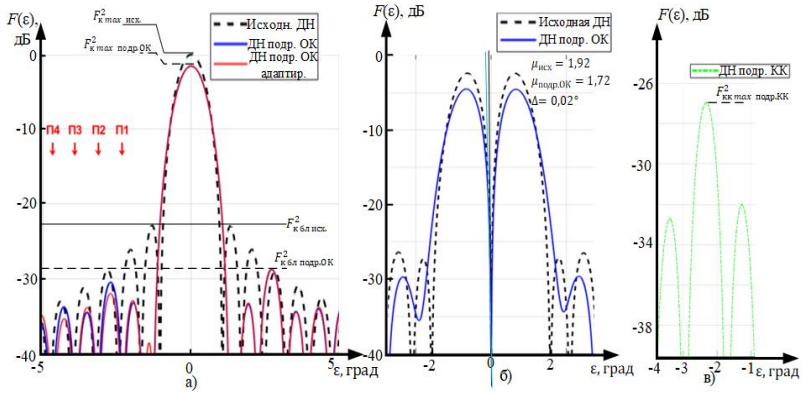


Рис. 2

Из приведенных ДН подрешеток основного канала (ОК) видно, что предложенная методика позволяет повысить отношение сигнал/помеха благодаря существенному спаду УБЛ подрешетки ОК по сравнению с главным максимумом при практически неизменной крутизне (ПХ).

Заключение

Таким образом, разработанная методика выбора типа и параметров функции, характеризующей вероятность определения элементов ФАР, включаемых в КП, позволяет повысить значение взвешенной крутизны ПХ по сравнению с исходной при компенсации помех.

[1] Железняк М.М., Кашин В.А. // Радиотехника и электроника. 1974. Т. 19, № 4. С. 671.
[2] Хансен Р.С. Фазированные антенные решетки. 2-е изд. – Москва: Техносфера, 2012. 558 с.

Секция «Радиофизические методы измерения
и их компьютерное обеспечение»

Заседание секции проводилось 21 мая 2026 г.
Председатель – Е.С. Фитасов, секретарь – В.Н. Бугров.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXX научной конференции по радиофизике

СЕКЦИЯ
«ОБЩАЯ ФИЗИКА»

Председатель – М.И. Бакунов, секретарь – Е.З. Грибова.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

УЧЁТ ВЛИЯНИЯ ПАРАЗИТНОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ В РЕЗОНАТОРНОМ СПЕКТРОМЕТРЕ

И.С. Амерханов, Е.А. Серов, И.И. Леонов, А.И. Чернова, В.В. Паршин, Т.А. Галанина, А.О. Королева, М.А. Кошелев

ИПФ РАН

На сегодняшний день наиболее чувствительными методами исследования спектральных свойств газов являются резонаторные методы (см., например, [1]). Рекордная чувствительность метода открыла возможность для исследования широкого круга объектов, обладающих ультраслабым поглощением, в частности, линии квадрупольных переходов [2] и спектры молекулярных комплексов, например димеров воды [3]. Резонаторные методы используются для решения важных прикладных задач, например в метрологии температуры [4], в медицине для анализа выдыхаемого воздуха [5] и др. Предельная чувствительность резонаторных спектрометров ограничена не только фундаментальным шумом, но и систематическими искажениями резонансного отклика, вызванными интерференцией полезного сигнала с паразитным, возникающим из-за дополнительных отражений или просачивания волн в квазиоптическом или волноводном тракте. Эти отражения приводят к осцилляциям параметров резонансной кривой (амплитуды, ширины, центральной частоты), маскируя слабые спектральные особенности [6].

Для решения проблемы предложена методика записи резонансного отклика, позволяющая минимизировать влияние паразитной интерференции на измеряемые параметры.

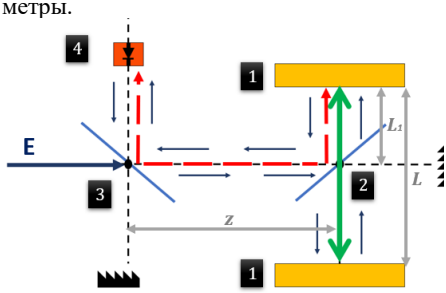


Рис. 1

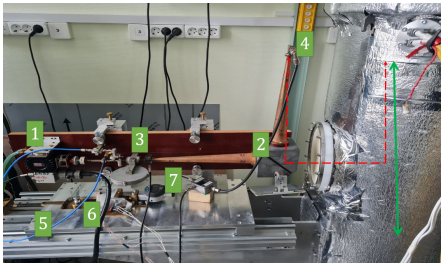


Рис. 2

На рис. 1 рассматривается блок-схема экспериментальной установки, в которой высокодобротный резонатор Фабри–Перо 1 (добротность $Q \sim 10^6$) связан с волноводным трактом через плёнку связи 2. Номером 3 на схеме обозначен делитель излучения. В качестве примера источника паразитного отражения здесь представлена головка детектора 4, но в реальности так может влиять любой элемент тракта.

Рассмотрение системы как нескольких связанных резонаторов с существенно различающейся добротностью (где низкодобротные резонаторы отвечают за паразитные отражения) позволяет в приближении плоских волн получить решение для мощности P, регистрируемой детектором:

$$P = \frac{A^2 E^2}{|1 - Be^{i\psi_0} - \sum_j C_j e^{i\psi_j}|^2}, \quad (1)$$

где A – обобщённый коэффициент передачи тракта; B – параметр основного резонатора; C_j – параметр j-го паразитного резонатора, характеризующий появляющиеся в нем паразитные искажения; E – амплитуда поля на входе системы; ψ_j– набег фазы волны при полном обходе j-го резонатора. Выражение (1) является обобщённой формулой Эйри для интерферометра Фабри–Перо.

Для простоты рассматривается наличие одного паразитного отражения C, но все рассуждения будут верны для случая нескольких отражений, т.к. период всех паразитных волн одинаков, а отличается лишь фаза. Для случая нескольких отраженных волн появляется частотная зависимость амплитуды модуляции параметров резонанса, связанная с появлением перекрёстных членов, тем не менее сама характерная зависимость остаётся прежней. Такое обстоятельство является одним из основных преимуществ методики: для описания паразитной модуляции и её последующей компенсации не требуется знать ни количество отражающих элементов, ни их индивидуальные характеристики.

В приближении слабой паразитной связи ($C \ll 1 - B$) вблизи резонанса $\psi_j = 2\pi n$ получены аналитические выражения для зависимости параметров резонансной кривой (резонансная частота f_{res}, ширина Δf и амплитуда P_{max}) от положения волноводного тракта z относительно основного высокодобротного резонатора:

$$f_{res}(z) = f_0 - \frac{c}{4\pi LB} C \sin\left(\frac{4\pi}{\lambda}(L_1 + z)\right), \quad (2)$$

$$\Delta f(z) = \Delta f_0\left(1 - \frac{C}{1 - B}\cos\left(\frac{4\pi}{\lambda}(L_1 + z)\right)\right), \quad (3)$$

$$P_{max}(z) = P_0\left(1 + \frac{2C}{1 - B}\cos\left(\frac{4\pi}{\lambda}(L_1 + z)\right)\right), \quad (4)$$

где c – скорость света, L и L_1 – длина основного резонатора и плеча, общего с паразитными (см. рис. 1), λ – длина волны, f_0, Δf_0, P_0 – параметры, соответствующие резонансной частоте, ширине и амплитуде резонанса в отсутствие паразитных отражений.

Все три параметра при перемещении волноводного тракта осциллируют с периодом $\lambda/2$, что соответствует пространственному периоду стоячей волны, возникающей при интерференции встречных пучков. Экспериментальное наблюдение именно такого периода служит дополнительным подтверждением интерференционной природы наблюдаемых искажений. Амплитуда модуляции ширины резонанса пропорциональна уровню паразитного отражения C относительно собственных потерь резонатора $1 - B$.

Из полученных выражений следует, что каждый измеряемый параметр представляет собой сумму постоянной составляющей и осциллирующей компоненты. Аппроксимация экспериментальной зависимости функцией вида

$$F(z) = F_{true} + a\cos\left(\frac{4\pi}{\lambda}z\right) + b\sin\left(\frac{4\pi}{\lambda}z\right) \quad (5)$$

позволяет выделить F_{true} – истинное значение параметра с учётом вклада паразитных отражений. В формуле (5) параметры a и b – это определяемые методом наименьших квадратов коэффициенты, период функции $4\pi/\lambda$ фиксирован и известен с высокой точностью ($\Delta\lambda/\lambda < 10^{-9}$). Здесь постоянная фаза $4\pi L_1/\lambda$ включена в квадратурные коэффициенты a и b.

Исходная методика получения спектра газа с помощью микроволнового резонаторного спектрометра [7] заключалась в записи спектров при нескольких (4–6) относительных положениях тракта и их последующем усреднении. Это требовало многократного напуска и откачки газа (объем камеры порядка 200 литров), значительных временных затрат (базовая линия записывалась отдельно для каждого положения, что удваивает время записи), и оставляло нескомпенсированные остаточные осцилляции.

Главным отличием предложенного метода является возможность контролируемого изменения длины «паразитного» резонатора. Для этого вся волноводно-квазиоптическая часть прибора (лампа обратной волны 1, делитель 2, аттенюатор 3, детектор 4) смонтирована на единой жёсткой платформе 5, установленной на линейные направляющие (рис. 2). Перемещение платформы вдоль оптической оси относительно неподвижного резонатора осуществляется программно шаговым двигателем 6. Положение платформы контролируется измерителем линейных перемещений 7 (разрешение 1 мкм, погрешность – не более 3 мкм). Максимальный ход платформы около 10 мм гарантирует возможность регистрации полного периода модуляции $\lambda/2$.

Протокол записи спектра был также изменён. Для каждой продольной моды в исследуемом диапазоне выполняется цикл: платформа устанавливается в начальное положение z_1, производится быстрое сканирование частоты в окрестности моды, регистрируется резонансный отклик и определяется ширина $\Delta f(z_1)$. Затем платформа перемещается в следующее положение z_2, и измерения повторяются. Цикл продолжается до тех пор, пока не будет пройден весь запланированный диапазон смещений, охватывающий пространственный период. Полученная для каждой моды зависимость $\Delta f(z)$ аппроксимируется функцией (5), и её свободный член Δf_{true} принимается за истинное значение ширины для конкретной моды.

Результат такой однократной записи для частоты излучения 65.84 ГГц приведён на рис. 3 для пустого резонатора (синие точки) и для смеси H_2O и Ar (красные точки). Показано, что экспериментальные данные отлично согласуются с теоретической моделью (чёрный пунктир). На нижнем графике показано отличие эксперимента от аппроксимации функцией вида (5). Стандартное отклонение составило 3 Гц (при полуширине ~ 20 кГц), что указывает на высокую точность модели и адекватность сделанного приближения.

Из рис. 3 также можно оценить, насколько справедливо приближение слабой паразитной связи. Условие $C \ll 1 - B$ означает, что доля мощности, перекачиваемая из основного резонатора в паразитные каналы и обратно, значительно меньше собственных потерь резонатора. Из формулы (3) следует, что амплитуда осцилляций ширины линии равна $\Delta f_0 C/(1-B)$. В нашем эксперименте типичные значения составляют Δf_0~20 кГц, $\Delta f_0 C/(1-B)$ ~260 Гц, что даёт оценку $C/(1-B) \approx 1.3 \times 10^{-2}$. Таким образом, сделанное приближение выполняется, что даёт возможность использовать теорию возмущений и подтверждает корректность построенной модели.

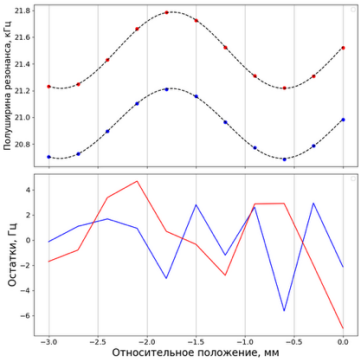


Рис. 3

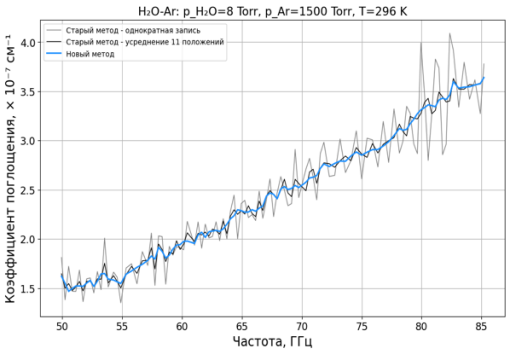


Рис. 4

Новая методика апробирована на записи спектра H_2O–Ar при 296 К 8 Торр воды и 1500 Торр аргона. На рис. 4 показано качественное преимущество нового метода (синяя кривая) по сравнению с однократной записью спектра (серая кривая), и даже с усреднением по 11 положениям тракта (чёрный пунктир). Стоит отметить, что в старой методике запись спектра и базовой линии при одном положении волнового тракта в среднем занимает один рабочий день. Новая методика позволяет получить значительно менее шумный спектр за то же время, а базовая линия спектрометра записывается однократно в вакууме без необходимости напуска непоглощающего газа.

В результате работы предложен метод учёта паразитной интерференции, основанный на фазовой пространственной модуляции паразитного сигнала и выделении истинных параметров резонанса как свободного члена гармонической аппроксимации. В отличие от метода усреднения, подход не сглаживает, а устраняет искажения из-за паразитных отражений, что является более корректным с физической точки зрения. Разработанный метод открывает перспективы для прецизионного исследования слабых спектров поглощения и развития широкополосной резонаторной спектроскопии.

Работа выполнена при поддержке РНФ (№22-72-10118-П) с использованием оборудования УНУ «ЦКП-7» (№3589084).

[1] Kassi S., Campargue A. // J. Chem. Phys. 2012. Vol. 137. P. 234201.
[2] Gianfrani L., Hu S.M., Ubachs W. // Riv. Nuovo Cim. 2024. Vol. 47. P. 229.
[3] Tretyakov M.Yu. et al. // Phys. Rev. Lett. 2013. Vol. 110. P. 93001.
[4] Li J.-K. et al // Sci. Adv. 2025. 11, eadz6560.
[5] Bicer A. et al. // Int. J. Thermophys. 2018. Vol. 39. P. 6.
[6] Егоров В. Н. // Известия вузов. Радиофизика. 2010. Т. LIII, № 8. С. 493.
[7] Koshelev M.A. et al. // IEEE Trans. Terahertz. Sci. Technol. 2018. Vol. 8, I. 6. P.773.

КОНТИНУУМ ВОДЯНОГО ПАРА В МИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ: НОВЫЕ ПРЕЦИЗИОННЫЕ ЛАБОРАТОРНЫЕ ДАННЫЕ И СОВРЕМЕННЫЕ МОДЕЛИ

И.С. Амерханов, Е.А. Серов, Т.А. Галанина, А.О. Королева, М.А. Кошелев

ИПФ РАН

Дистанционное зондирование атмосферы Земли в миллиметровом (мм) диапазоне длин волн широко применяется для изучения ее физико-химических свойств, в частности, для определения профилей температуры и влажности, контроля радиационных процессов, происходящих в атмосфере и определения содержания малых газовых составляющих. Для пассивного микроволнового зондирования атмосферы широко применяются наземные микроволновые спектрорадиометры, непрерывно измеряющие спектры собственного излучения атмосферы в диапазоне частот 20–60 ГГц, включающем в себя линию водяного пара вблизи 22 ГГц и полосу молекулярного кислорода. Точность полученных с помощью радиометров данных ограничивается неопределённостью модели распространения микроволнового излучения в атмосфере [1]. В мм-диапазоне погрешность расчёта яркостной температуры, обусловленная неточностью параметров модели, может достигать нескольких градусов Кельвина. Одним из основных источников этой неопределенности является атмосферное континуальное поглощение, обусловленное, в первую очередь, водяным паром.

Известно, что значительная часть континуума водяного пара в условиях земной атмосферы обусловлена бимолекулярным поглощением, которое возникает из-за взаимодействия пар молекул с электромагнитной волной. Молекулярные пары могут находиться в различных энергетических состояниях, в том числе в виде стабильных или метастабильных димеров [2]. Поэтому континуальное поглощение пропорционально произведению концентраций взаимодействующих молекул (а для пар одинаковых молекул – квадрату концентрации). В работах [3,4] было доказано, что существенный вклад в континуум в мм-диапазоне вносят димеры воды. Часть континуума объясняется недоучётом дальних крыльев линий [5]. Все эти составляющие континуума, точный расчёт которых до сих пор отсутствует, имеют разные зависимости от частоты, а их относительный вклад в континуум зависит от температуры.

Отсутствие полных теоретических расчетов бимолекулярного поглощения обуславливает эмпирический характер моделей континуума и их различие между собой. В работе [6] впервые представлена модель континуума водяного пара в диапазоне до 1 ТГц, полученная с использованием наиболее точных лабораторных данных и квантово-химических расчётов спектра димеров воды и учитывающая физическую природу всех компонент континуума. Спектральная функция континуума в мм-диапазоне определяется как коэффициент поглощения, нормированный на произведение концентраций (или парциальных давлений) взаимодействующих молекул и на квадрат частоты. В модели [6] при изменении частоты от 100 до 50 ГГц спектральная функция для водяного пара возрастает приблизительно на 20%. В другой широко используемой эмпирической модели континуума в субТГц-диапазоне [7] спектральная функция не зависит от частоты. Оценка точности модели должна производиться из сравнения с экспериментальными данными. Однако на частотах ниже 100 ГГц практически отсутствуют лабораторные исследования континуума водяного пара, т.е. вид спектральной функции

не исследовался. Поэтому высокоточные измерения континуума в длинноволновой части мм-диапазона важны не только для радиометрических приложений, но и для развития теоретических представлений о бимолекулярном поглощении $H_2O–H_2O$ и $H_2O–N_2$ и построения физически обоснованной модели континуума.

В настоящей работе представлены результаты исследования спектров поглощения чистого водяного пара и его смеси с азотом в диапазоне частот 50–85 ГГц и температур от 277 до 317 K. Измерения выполнены на резонаторном спектрометре, конфигурация и принцип действия которого подробно описаны в [8]. Для измерения слабого континуального поглощения использовалась усовершенствованная методика записи спектра, позволяющая учесть влияние паразитной интерференции в волновом тракте спектрометра и минимизировать ее влияние на измеряемое поглощение [9].

При измерении спектров влажных газов необходимо учитывать эффект адсорбции молекул воды на зеркалах резонатора, приводящий к завышенной величине измеряемого коэффициента поглощения. Как и в работе [10], мы применяли метод вариации длины резонатора, дублируя все измерения с помощью резонатора вдвое меньшей длины, благодаря чему удалось исключить влияние этого эффекта.

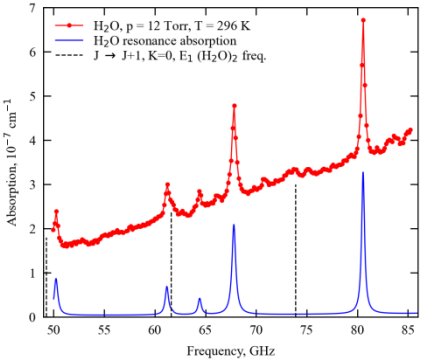


Рис. 1

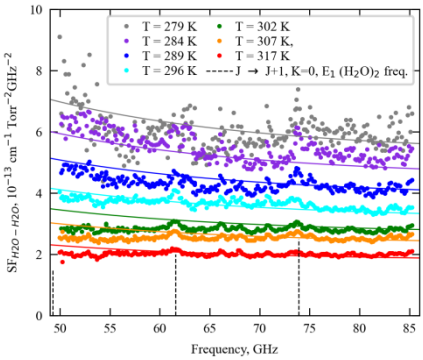


Рис. 2

Экспериментальная запись спектра водяного пара при комнатной температуре и давлении 12 Торр показана на рис. 1. В спектре наблюдаются несколько узких слабых линий HDO вблизи 50.23, 61.19, 64.42, 80.57 ГГц и $H_2{}^{16}O$ на частоте 67.80 ГГц. Также видны слабые и достаточно широкие «пики», которые можно соотнести с ожидаемыми проявлениями вращательного спектра димера воды $(H_2O)_2$. Пунктирными линиями показаны положения вращательных линий димеров J → J + 1, K=0 с симметрией E_1 [11]. После вычитания резонансного спектра мономеров воды (синяя линия на рис. 1) мы проанализировали зависимость континуума от давления водяного пара и температуры. Три континуальных спектра, полученные при комнатной температуре и давлениях 8, 10 и 12 Торр, после нормировки на квадрат давления согласуются в пределах экспериментальной погрешности, что подтверждает бимолекулярную природу континуума. На рис. 2 точками показаны полученные в эксперименте спектральные функции континуума водяного пара при разных температурах. Сплошными линиями соответствующих

цветов представлены модельные спектральные функции из работы [7], умноженные на поправочный коэффициент 0.85. На рис. 2 чётко прослеживается закономерность – с уменьшением температуры растёт не только величина спектральной функции, но и амплитуда димерных пиков в спектре, что объясняется ростом относительной концентрации димеров в водяном паре. Наличие корректирующего множителя свидетельствует о необходимости уточнения модели.

Для исследования стороннего континуума мы записывали спектры смеси азота с водяным паром при двух значениях парциального давления азота (500 и 1000 Торр) и фиксированном парциальном давлении водяного пара. Зависимость суммарного континуума от парциальных давлений компонент смеси представляется в виде:

$$\begin{aligned}\alpha_{cont}(\nu, p_{H_2O}, p_{N_2}) &= C_{H_2O-H_2O}(\nu)\cdot p_{H_2O}^2 + C_{H_2O-N2}(\nu)\cdot p_{H_2O}p_{N_2} \\ &+ C_{N_2-N_2}(\nu)\cdot p_{N_2}^2 \\ &= \left(SF_{H_2O-H_2O}(\nu)\cdot p_{H_2O}^2 + SF_{H_2O-N2}(\nu)\cdot p_{H_2O}p_{N_2}\right. \\ &+ \left. SF_{N_2-N_2}(\nu)\cdot p_{N_2}^2\right)\cdot \nu^2,\end{aligned} \quad (1)$$

где ν – частота, p_{H_2O} и p_{N_2} – парциальные давления водяного пара и азота, C_{X-Y} (X, Y = H_2O, N_2) – коэффициенты континуума, а SF_{X-Y} – соответствующие спектральные функции. Последнее слагаемое в (1), соответствующее континууму чистого N_2, мало и учитывалось по данным модели [12]. Из спектров, полученных при двух давлениях азота, определились первые два слагаемых – собственный и сторонний континуум.

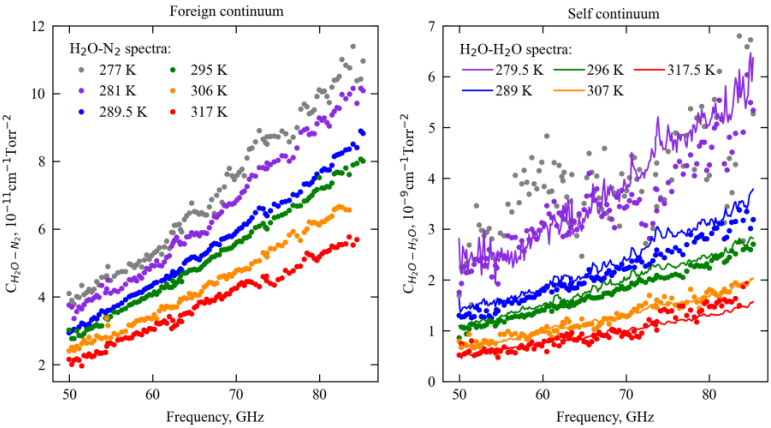


Рис. 3

Полученные спектры показаны точками на рис. 3: слева – сторонний континуум, справа – собственный. Линии на графике справа соответствуют спектрам чистого водяного пара. В целом, в двух экспериментах (чистый H_2O и смесь H_2O–N_2) наблюдается хорошее согласие спектров собственного континуума, за исключением самой низкой температуры, при которой резко возрастает относительная погрешность его определения в случае смеси вода–азот.

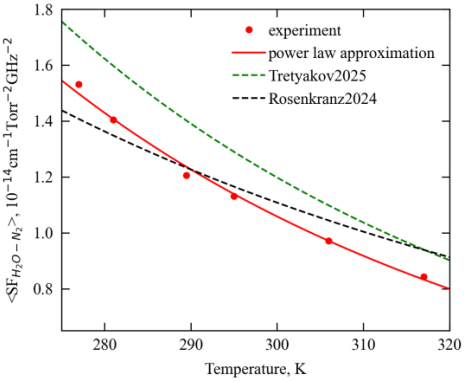


Рис. 4

На рис. 4 показана температурная зависимость усредненной по частоте спектральной функции стороннего континуума в сравнении с моделями Tretyakov2025 [6] и Rosenkranz2024 [7]. Наблюдаемое отличие не вызывает противоречий, поскольку эмпирические модели были оптимизированы под экспериментальные данные из других частотных диапазонов.

Результаты работы подтверждают значительный вклад димеров воды в континуум в рассматриваемом диапазоне частот, а также позволяют уточнить модели атмосферного поглощения именно в той спектральной области, в которой они используются в радиометрических задачах.

Работа выполнена при поддержке РНФ (проект 22-72-10118-П) с использованием оборудования УНУ «ЦКП-7» (№3589084).

[1] Cimini D. et al. // Atmos. Chem. Phys. 2024. Vol. 24. P. 7283.
[2] Vigasin A. A. Weakly interacting molecular pairs: Unconventional absorbers of radiation in the atmosphere. – France: Springer, 2003, p. 23.
[3] Tretyakov M.Yu. et al. // Phys. Rev. Lett. 2013. Vol. 110. P. 093001.
[4] Serov E.A. et al. // Phys. Chem. Chem. Phys. 2014. Vol. 16 (47). P. 26221.
[5] Serov E.A. et al. // J. Quant. Spectrosc. Rad. Transf. 2017. Vol. 193. P. 1.
[6] Tretyakov M.Yu. et. al. // J. Quant. Spectrosc. Rad. Transf. 2025. Vol. 333. P. 109319.
[7] Larosa S. et al. // Geosci. Model Dev. 2024. Vol. 17. P. 2053.
[8] Koshelev M.A. et. al. // IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol. 2018. Vol. 8. P. 773.
[9] Амерханов И.С. и др. // В кн.: Тр. XXX научн. конф. по радиофизике. 14–31 мая 2026 г. / Ред. В.В. Матросов. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2026 (в печати).
[10] Koshelev M.A. et. al. // J. Quant. Spectrosc. Rad. Transf. 2011. Vol. 112. P. 2704.
[11] Fraser G.T. et. al. // J. Chem. Phys. 1989. Vol. 90, no. 11. P. 6077.
[12] Serov E.A. et al. // J. Quant. Spectrosc. Rad. Transf. 2024. Vol. 328. P. 109172.

О ПОГЛОЩЕНИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ ЛИНЕЙНОЙ РЕШЕТКОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ТОКОВ И СИЛАХ РЕАКЦИИ

В.В. Арабаджи

ИПФ РАН

Введение

Достаточно давно [1–3] известно, что сечение поглощения одного простейшего излучателя в свободном пространстве равно $\sigma(1) = \lambda_0^2/4\pi$ (акустический монополь) и $\sigma(1) = 3\lambda_0^2/4$ (диполь Герца) для поля плоской линейно поляризованной падающей волны (рис. 1) на частоте ω_0 с плотностью $\mathbf{W}_0$ потока мощности и с длиной волны $\lambda_0 = 2\pi c_0/\omega_0$, c_0 – скорость волны. Сечение поглощения одного диполя Герца максимально при величине тока $\mathbf{J}_0(1) = (1/2)\{\mathrm{Re}[Z(1)]\}^{-1}\,\mathbf{E}_0\ell_0$, где сопротивление излучения равно $\mathrm{Re}Z(1) = Z(0)\ell_0^2k_0^2/6\pi$, $Z(0) = (\mu_0/\varepsilon_0)^{1/2}$, где μ_0, ε_0 – магнитная и электрическая постоянные вакуума, ℓ_0 – длина тока с диаметром $a_0 \gg \ell_0$. Магнитное поле $\mathbf{H}_0$ падающей волны действует на ток $\mathbf{J}_0(1)$ силой Ампера $\mathbf{F}_0(1) = \mu_0\ell_0[\mathbf{J}_0(1) \times \mathbf{H}_0]$. При этом средняя по времени сила отталкивания равна

$$< \boldsymbol{F}_0(1) >_{max} = < \boldsymbol{W}_A(1) >_{max}/c_0, \qquad (1)$$

где $< \mathbf{W}_\mathrm{A} >_\mathrm{max}$ – максимальный средний поток мощности (или число линий потока мощности падающей волны), замкнутый на поглощающий диполь Герца. Спектральная плотность мощности величин $\mathbf{F}_0(1)$ и $< \mathbf{W}_\mathrm{A}(1) >_\mathrm{max}$ сосредоточена на частотах $2\omega_0$ и 0. Средняя по времени сила $< \mathbf{F}_0(1) >$ отталкивает ток $\mathbf{J}_0(1)$ от падающей волны. Поле рассеяния (верхний график рис. 1) при $N = 1$ в плоскости "x, y" изотропно и не компенсирует постоянную во времени силу (1) (в отличие от случая нескольких токов).

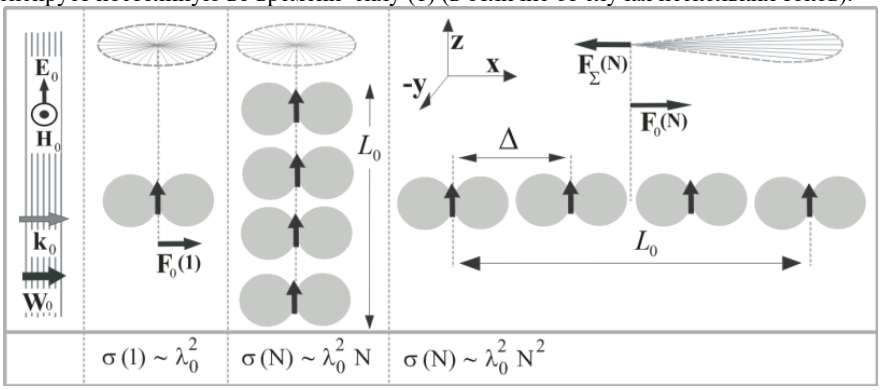


Рис. 1

Максимальное среднее по времени суммарное поглощение токами решетки

Далее рассмотрим антенную решетку (рис. 2) в виде $N > 1$ диполей Герца, расположенных на отрезке $x \in [0, L_0], L_0 = \lambda_0/4$ в точках $\mathbf{X} = \mathbf{X}(N) = \{0, \Delta, 2\Delta, \dots N\Delta\}$ с пространственным периодом $\Delta = L_0/(N-1)$ токов в виде вектора $\mathbf{J}_0(N) = \{\mathrm{J}_1, \mathrm{J}_2, \dots, \mathrm{J}_\mathrm{N}\}\mathbf{z}_0$, ориентированных вдоль оси "z", $\ell_0 \ll \Delta < \lambda_0$ [4]. Электрическое и магнитное поле падающей волны на каждом токе определяется следующими выражениями

$$\boldsymbol{E}_0(N) = \boldsymbol{\Psi}(N)\, E_0 \boldsymbol{z}_0 ex\, p\ (i\,\omega_0 t)\,, \qquad \boldsymbol{H}_0(N) = \boldsymbol{\Psi}(N)\, H_0 \boldsymbol{y}_0 ex\, p(i\,\omega_0 t)\,, \tag{2}$$

где $\boldsymbol{\Psi}(N) = \{1, \exp(-\mathrm{i}\Delta k_0)\,, \exp(-2\mathrm{i}\Delta k_0)\,, \dots, \exp(-N\mathrm{i}\Delta k_0)\}$. Поглощаемая всеми токами решетки средняя по времени мощность определяется формулой

$$< W_A(N) >= \left(\frac{1}{2}\right) Re\left[\left[(\boldsymbol{E}_0)^{*T}\ell_0 - \boldsymbol{Z}(N)\boldsymbol{J}_0(N)\right]\boldsymbol{J}_0^{*T}(N)\right], \tag{3}$$

где $\mathbf{Z}(N) = \left\{Z_{\mathrm{m,n}}\right\}$ – симметричная импедансная матрица решетки, т.е. электрическая разность (по оси "z") потенциалов, которую наводит m-й ток единичной величины и нулевой фазы в точке размещения n-го тока, а все остальные токи равны нулю. Действительные части недиагональных элементов матрицы $\left\{Z_{\mathrm{m,n}}\right\}$ равны $\mathrm{Re}\left(Z_{\mathrm{m,n}}\right) = -k_0\ell_0(\mathrm{Z}(0)4\pi)^{-1}\, r_{\mathrm{n,m}}^{-1} D_{\mathrm{m,n}}$, где $D_{\mathrm{m,n}} = \mathrm{Re}\left\{\exp\left(-S_{\mathrm{m,n}}\right)\left[\left(S_{\mathrm{m,n}}\right)^{-1} + \left(S_{\mathrm{m,n}}\right)^{-2} + \left(S_{\mathrm{m,n}}\right)^{-3}\right]\right\}$.

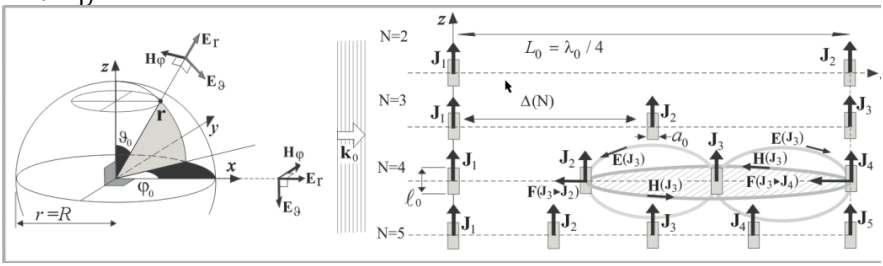


Рис. 2

Аналогично [5, 6] нетрудно убедиться, что максимальную величину средней по времени суммарной поглощаемой мощности (3)

$$< \mathrm{W_A}(N) >_{\max} = \left(\ell_0^2/8\right) \mathrm{Re}\left\{\left(\mathbf{E}_0\right)^{*\mathbf{T}} \left\{\mathrm{Re}[\mathbf{Z}(N)]\right\}^{-\mathbf{1}}\mathbf{E}_0\right\}$$

(или $< \mathrm{W_A}(N) >_{\max} = \left(\ell_0^2/8\right) \mathrm{Re}\left\{\left(\mathbf{J}_0\right)^{*\mathbf{T}} \mathrm{Re}[\mathbf{Z}(N)]\, \mathbf{J}_0\right\}$) дает вектор токов

$$\boldsymbol{J}_0(N) = (1/2)\{Re[\boldsymbol{Z}(N)]\}^{-1}\, \boldsymbol{E}_0\ell_0. \tag{5}$$

Далее определим нормированные на одномерную задачу максимальные суммарные поглощаемые решеткой мощности $< W_\mathrm{A}(N) >_{\max} / < W_\mathrm{A}(1) >_{\max}$, а также аналогично нормированные силы $< F_0(N) > / < F_0(1) >$ действия падающей волны на токи следующим выражением

$$\frac{< W_{\mathrm{A}}(N) >_{\max}}{< W_{\mathrm{A}}(1) >_{\max}} = \frac{< F_0(N) >}{< F_0(1) >} = \Phi(N) \approx \left(\frac{3}{4}\right) N^2 ,$$

$$\boldsymbol{\Phi}(N) \;=\; \mathrm{Re}\,\{\left(\boldsymbol{\Psi}(N)\right)^{*\mathrm{T}}\,\{\mathrm{Re}[\mathbf{Z}(N)/Z(1)]\}^{-\mathbf{1}}\boldsymbol{\Psi}(N)\}\,.$$

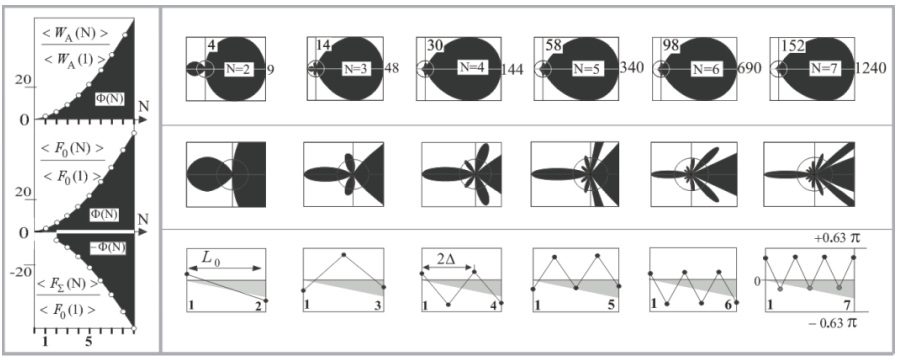


Рис. 3

Таким образом (рис. 3), при увеличении числа N токов на отрезке длиной L_0 суммарная средняя поглощаемая мощность растет пропорционально квадрату числа токов (или пропорционально числу N^2 элементов матрицы $\mathbf{Z}(N)$. Эволюция диаграмм направленности мощности излучения токов (5) (с ростом N и в отсутствие падающей волны) приведена на рис. 3 (два верхних ряда) с указанием нормирующего коэффициента. Поэтому если одномерный случай, описанный вначале, принято называть резонансным поглощением, то при $N > 1$ поглощение сторонними токами (5) можно назвать поглощением в условиях «коллективного резонанса».

Силы реакции в решетке

Выше мы установили, что вектор (8) комплексных амплитуд токов обеспечивает максимальную работу падающей волны над его токами. Кроме того, необходимо отметить, что токи эти сторонние и динамически не зависят от падающего поля (и, соответственно, не могут его рассеивать), хотя рассчитаны специально для данной падающей волны (2). Теперь рассмотрим постоянные во времени силы реакции, действующие на токи $\mathrm{J}_1, \mathrm{J}_2, \ldots, \mathrm{J}_\mathrm{N}$ вектора (5). Выше мы описали первую из них – силу $F_0(1)$ (1) или силу $F_0(N)$ действия поля падающей волны на токи (5) силами $\mathbf{F}_\mathrm{n}(N) = \mu_0 \ell_0 [\mathbf{J}_\mathrm{n}(N) \times \mathbf{H}_0(N)]$. Здесь же оценим суммарную среднюю во времени (и существующую лишь при $N > 1$) силу действия токов вектора (5) друг на друга через их ближние поля в отсутствие падающей волны. Согласно принципу активного поглощения (гашения), эти токи должны создавать волну (рассеянное поле), инвертированную по знаку и совпадающую по направлению с падающей волной (см. рис. 3). В

процессе формирования рассеянной (гасящей) волны токи вектора (9) механически воздействуют друг на друга своими ближними полями, т.е. силами $\mathbf{F}_{\mathrm{m,n}}(N) = \mu_0 \ell_0 \left[\mathbf{J}_{\mathrm{n}}(N) \times \mathbf{H}\left(\mathbf{J}_{\mathrm{m}}(N)\right)\right]$, где $\mathbf{H}\left(\mathbf{J}_{\mathrm{m}}(N)\right) = \mathbf{y}_0\ \mathrm{sgn}(m-n)\, P_{\mathrm{m,n}}$, $P_{\mathrm{m,n}} = (k_0^2 \ell_0 J_{\mathrm{m}}/4\pi)\ [\left(S_{\mathrm{m,n}}\right)^{-1} + \left(S_{\mathrm{m,n}}\right)^{-2}]\ \exp(-S_{\mathrm{m,n}})$. А поскольку рассеянное поле совпадает по направлению с падающим, то суммарная сила действия токов друг на друга должна быть противоположна потоку мощности излучения этих токов (правая верхняя часть рис. 1). Таким образом, получаем (численно), что сила действия волнового импульса падающей волны при поглощении компенсируется силой $< F_{\Sigma}(\mathrm{N}) >= \sum_{\mathrm{n}}^{\mathrm{N}} \sum_{\mathrm{m}} < F_{\mathrm{n,m}}(N) >$ взаимодействия токов вектора (8), излучающих вперед гасящую волну, т.е. $< F_0(N) > + < F_{\Sigma}(N) > \approx 0$. Последнее равенство является следствием того, что в режиме максимального (резонансного) поглощения плоской волны телом малых волновых размеров поглощаемая мощность равна рассеиваемой [3, 5, 6].

Заключение

Наиболее неожиданной является обнаруженная бинарная периодическая структура фаз токов (5), не зависящая от их числа (нижняя часть рис. 3) и представляющая собой чередование двух значений фазы от тока от одного соседнего тока к другому. Серым треугольником обозначена линейно изменяющаяся фаза падающей волны.

Работа выполнена в Институте прикладной физики РАН в соответствии с госзаданием **FFUF-2024-0035.**

[1] Френкель Я.И. Принципы теории атомных ядер. – М.: Издательство АН СССР, 1955, 248 с.
[2] Пауль Х., Фишер Р. // УФН. 1983. Т. 141, № 2. С. 375.
[3] Бобровницкий Ю.И., Томилина Т.М. // Акуст. Журнал. 2018. Т. 64, № 5. С. 517.
[4] Arabadzhi V.V. // Frontiers in Electrical and Electronic Engineering. 2025. Vol. 1, no. 1. P. 30.
[5] Арабаджи В.В. // Акуст. Журнал. 2009. Т. 55, № 1. С. 104.
[6] Arabadzhi V.V. Solutions to Problems of Controlling Long Waves with the Help of Micro-Structure Tools. – Sharjiah: Bentham Science Publishers, 2011, 173 p.

ПОГЛОЩЕНИЕ CO-Ar В МИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН: ЛИНИИ И КОНТИНУУМ

А.О. Королева, Е.А. Серов, Т.А. Галанина, И.С. Амерханов, А.Ю. Секачева, И.Н. Вилков, Д.С. Макаров, М.А. Кошелев, М.Ю. Третьяков

ИПФ РАН

Оксид углерода CO – вторая по распространенности молекула в атмосфере, представляющая интерес для астрофизических исследований. Молекулярная система CO-Ar, в свою очередь, – простейшая пара, содержащая полярную молекулу и атом, и потому является удобным объектом для апробации результатов теоретических расчетов. Таким образом, точные экспериментальные данные о поглощении чистого CO и его смеси с аргоном оказываются важными как для прикладных, так и для фундаментальных задач.

Спектр CO складывается из резонансной части – как чисто вращательных, так и колебательно-вращательных линий – и континуального поглощения, плавно меняющегося с частотой. Характеристики обеих этих составляющих были получены в ходе данной работы на основе экспериментальных данных, записанных с помощью радиоакустического (РАД) [1] и резонаторного [2] спектрометров в частотном диапазоне 70–354 ГГц при комнатной температуре с несколькими лампами обратной волны в качестве источников излучения.

Поглощение в РАД-спектрометре детектировалось с помощью мембранного микрофона, который реагирует на изменения давления газа из-за поглощения излучения. Для повышения чувствительности использовалась модуляция частоты излучения по прямоугольному закону (частотная манипуляция) и последующее синхронное детектирование выходного сигнала на частоте, равной частоте модуляции. В резонаторном спектрометре измеряется ширина резонансной кривой открытого резонатора Фабри–Перо, которая увеличивается при его заполнении поглощающим газом, и ее изменение напрямую связано с коэффициентом поглощения. Методика измерений и обработки данных похожа на примененную в работе [3]. Записи на РАД-спектрометре были получены для давлений 0,03–2,4 Торр, а на резонаторном спектрометре – 10–1500 Торр. Такой широкий диапазон давлений позволил комплексно изучить и резонансную, и континуальную составляющие полного поглощения, а также дал возможность валидации результатов, полученных в разных условиях на разных установках.

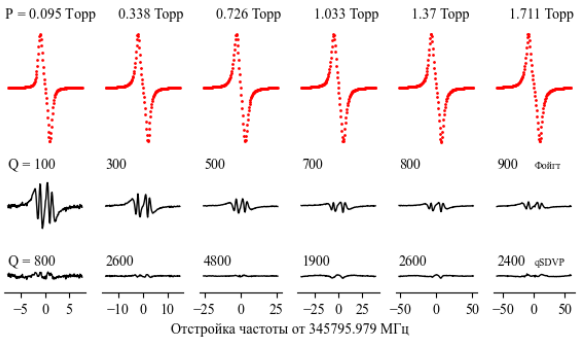


Рис. 1

В рассматриваемый в работе частотный диапазон попадают три первые вращательные линии CO и его

изотопологов: R(0), R(1), R(2). Анализ экспериментальных данных о поглощении вблизи этих линий (пример записанных на РАД-спектрометре спектров – красные точки на рисунке 1) показал систематическое отличие измеренного поглощения от контура Фойгта (центральная панель рисунка 1). В случае записей при низком давлении это обусловлено тем, что эффективные сечения столкновений молекул зависят от скорости их движения (эффект «ветра») [4]. На примере спектров ряда молекул известно, что относительный вклад этого эффекта в форму линии составляет порядка нескольких процентов, и это достаточно большая величина с учетом современных требований, предъявляемых к спектроскопическим данным со стороны приложений, в частности, атмосферной радиометрии. Для учета эффекта «ветра» зачастую используется модифицированная модель профиля Фойгта (qSDVP), в которую заложена квадратичная зависимость ширины линии от скорости $\Gamma(\upsilon) = \Gamma_0 + \Gamma_2 \cdot [(\upsilon/\bar{\upsilon})^2 - 3/2]$, где $\bar{\upsilon}$ – наиболее вероятная скорость поглощающих молекул. Параметры Γ_0 и Γ_2 линейно зависят от давления, как и столкновительная ширина контура Лоренца. Использование qSDVP показывает существенно лучшее согласие экспериментального и расчетного профилей вплоть до шумов эксперимента (нижняя панель рисунка 1).

В спектрах при высоком давлении, помимо эффекта «ветра», оказывается заметным эффект интерференции спектральных линий (или их столкновительная связь). Он возникает из-за того, что взаимодействующая с полем молекула может в результате соударения перейти в состояние, в котором она все еще будет взаимодействовать с полем. Из-за этого между уровнями энергии происходит обмен их населенностями, что влияет на интенсивности линий поглощения. При не слишком больших давлениях этот эффект можно учесть с помощью контура Розенкранца или его аналога, учитывающего эффект «ветра». Характеристикой столкновительной связи в этих профилях является линейно зависящий от давления параметр $Y = y \cdot P$ (P – давление, y – коэффициент интерференции.)

Кроме того, с повышением давления в спектрах становится заметным континуальное поглощение, возникающее (в атмосферных условиях) из-за парного взаимодействия молекул. (Даже при давлении в 2 атмосферы при комнатной температуре концентрация тримеров – молекулярных комплексов, состоящих из трех молекул – на два порядка меньше, чем концентрация молекулярных пар.) Из-за того, что эти взаимодействия длятся хоть и небольшое, но конечное время, далекие крылья резонансных линий спадают при отстройке от центра линии быстрее, чем это предсказывают модели, выведенные в ударном приближении, в число которых входят все вышеупомянутые формы линии. Кроме того, поля взаимодействующих молекул перекрываются, что вызывает изменение их постоянных дипольных моментов и появление корреляционной и наведенной компонент диполя. Это приводит к тому, что пара молекул становится новым поглощающим объектом с отличными от мономеров спектральными особенностями, а в наблюдаемом спектре появляется бимолекулярное поглощение. Взаимосвязь между разными механизмами образования континуума на сегодняшний день все еще остается неясной.

В результате анализа экспериментальных данных были определены центральные частоты и их сдвиги давлением, коэффициенты уширения и интерференции, а также параметры эффекта «ветра» для линий $^{12}C^{16}O$ и для двух менее распространенных изотопологов $^{13}C^{16}O$ и $^{12}C^{18}O$. Данные, полученные на разных спектрометрах, хорошо

согласуются между собой и с предшествующими результатами из [3] и упомянутыми там работами, а также с данными из базы HITRAN [5]. Численные значения параметров линий представлены в работе [6].

Полученные характеристики резонансных линий использовались для определения величины континуума, разности измеренного на резонаторном спектрометре поглощения и расчетного вклада спектральных линий CO. Крылья резонансных линий при этом обрезались на традиционной для исследований континуума отстройке частоты от центра линии в 25 см$^{-1}$ [7]. Отметим условность такого выбора: ударное приближение перестает работать при отстройках частоты от центра линии, сравнимых с τ_c^{-1}, τ_c здесь длительность соударения. Для молекулярных пар CO–CO и CO–Ar она составляет порядка 0,7 пс [6], а соответствующая ей отстройка частоты – около 7,5 см$^{-1}$.

Бимолекулярная природа континуального поглощения определяет его зависимость от давления, квадратичную в случае чистого газа или линейную от произведения парциальных давлений для взаимодействующих молекул. Полученные данные о континууме следуют этим зависимостям, что подтверждает их бимолекулярную природу. Континуальное поглощение смеси CO–Ar, $f_{CO\text{-}Ar}$, может быть аппроксимировано следующим образом:

$$f_{CO-Ar}(\nu, p_{CO}, p_{Ar}) = (S_{CO-CO}(\nu) \cdot p_{CO}^2 + S_{CO-Ar}(\nu) \cdot p_{CO} p_{Ar}) \cdot \nu^2, \qquad (1)$$

где ν – частота, p_{CO} и p_{Ar} – давления моноксида углерода и аргона, $S_{CO\text{-}CO}$ и $S_{CO\text{-}Ar}$ – спектральные функции континуума CO-CO и CO–Ar. Результат определения спектральных функций показан синими точками на рисунке 2. В пределах экспериментального шума можно считать их не зависящими от частоты, а их средние величины составляют 4.8(4)·10^{-17} см$^{-1}$Торр$^{-2}$ГГц$^{-2}$ для континуума CO–CO и 4.8(4)·10^{-17} см$^{-1}$Торр$^{-2}$ГГц$^{-2}$ для континуума CO–Ar.

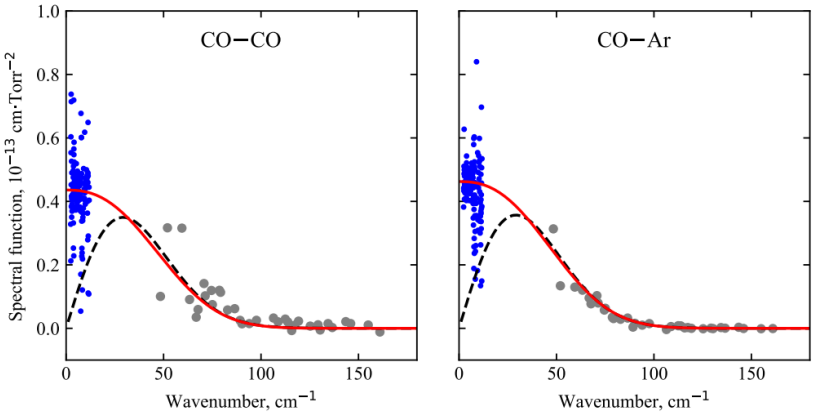


Рис. 2

Вместе с определенными в этой работе спектральными функциями серыми точками на рисунке 2 показаны результаты определения континуума из работы [8] в частотном диапазоне 50–160 см$^{-1}$. В этой же работе была предложена эмпирическая модель бимолекулярного поглощения (черная пунктирная линия на рисунке 2), построенная в предположении, что эффективность взаимодействия молекулы с полем не зависит от того, находится она в одиночном состоянии или в парном. Учитывая, что спектры парных состояний по форме повторяют огибающие спектра мономера, бимолекулярное поглощение оценивалось с помощью нормировки этой огибающей с учетом концентрации одиночных и взаимодействующих молекул. Объединяя результаты, полученные в ходе этой работы, с данными [8], мы уточнили параметры эмпирической модели для более корректного предсказания континуума CO–CO и CO–Ar во всем диапазоне вращательной полосы CO. Обновленная модель показана красной линией на рисунке 2 и имеет следующий вид:

$$F_{band}(\nu) = A \cdot 10^{-4} \cdot \nu^2 \cdot exp(-3{,}989 \cdot 10^{-5}\nu^{2{,}5})\ cm^{-1}Torr^{-2}, \qquad (2)$$

где ν – волновое число в см$^{-1}$, A_{CO-CO} = 4,358 и A_{CO-Ar} = 4,625. Такая модель предполагает, что континуальное поглощение возникает преимущественно из-за бимолекулярного поглощения. Для оценки максимального вклада крыльев линий в наблюдаемый континуум были рассмотрены предельные случаи (1) бесконечных крыльев линий и (2) крыльев, спадающих значительно быстрее Лоренцевых. Второй предельный случай фактически представляет собой сублоренцево поведение крыла, модельная функция для которого была предложена в [8]. В первом предельном случае наблюдаемый континуум уменьшается на 25% в случае чистого CO и на 22% для CO–Ar, а его оставшуюся часть можно считать оценкой величины бимолекулярного поглощения снизу. Во втором предельном случае континуум CO–CO увеличивается примерно на 28%, а CO–Ar – на 9%. Проведенные оценки, таким образом, указывают, что в миллиметровом диапазоне частот, как и в дальнем ИК-диапазоне [8], бимолекулярное поглощение вносит доминирующий вклад в наблюдаемый континуум.

Работа выполнена при поддержке РНФ (проект 25-77-10113) с использованием оборудования «ЦКП-7» (УНУ №3589084).

[1] Третьяков М.Ю., Кошелев М.А., Макаров Д.С., Тонков М.В. // Приборы и техника эксперимента. 2008. №. 1. С. 87.
[2] Koshelev M.A. et al. // IEEE Trans. Terahertz. Sci. Technol. 2018. Vol. 8, no. 6. P. 773.
[3] Tretyakov M.Yu. et al. // Phys. Chem. Chem. Phys. 2023. Vol. 25. P. 1310.
[4] Berman P.R. // J. Quant. Spectrosc. Rad. Transf. 1972. Vol. 12. P. 1331.
[5] Gordon I.E. et al. // J. Quant. Spectrosc. Rad. Transf. 2022. Vol. 277. P. 107949.
[6] Serov E.A. et al. // J. Quant. Spectrosc. Rad. Transf. 2026. P. 110006.
[7] Mlawer E. J. et al. // J. Quant. Spectrosc. Rad. Transf. 2023. Vol. 306. P. 108645.
[8] Koroleva A.O. et al. // Phys. Chem. Chem. Phys. 2025. Vol. 27. P. 13618.

ИССЛЕДОВАНИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ЛУННОГО РЕГОЛИТА В СУБТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ

А.Г. Лучинин, В.В. Паршин, Е.А. Серов, С.В. Синцов, А.П. Веселов, А.В. Кирсанов, Д.С. Крупин, А.П. Фокин

ИПФ РАН

Введение

Лунный реголит рассматривается в качестве основного сырья для обеспечения долгосрочного присутствия человека на Луне в рамках концепции использования местных ресурсов (ISRU) [1]. Среди широкого спектра разрабатываемых научно-технологических инициатив особое место занимает использование микроволнового излучения для получения из реголита конструкционных материалов методом спекания, а также извлечения кислорода, связанного в силикатных и оксидных минералах (оливинах, пироксенах, плагиоклазах) [2–4].

Ключевым физическим механизмом, открывающим новые возможности для обработки реголита, является инициирование локальных перегревных неустойчивостей в гетерогенной порошковой среде. Такие неустойчивости могут инициировать неравновесные твердофазные реакции, включая реакции восстановления металлооксидных групп, протекающие с выделением молекулярного кислорода [5]. Перспективным инструментом для создания таких условий является мощное непрерывное электромагнитное излучение миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн. В отличие от традиционного микроволнового нагрева (2,45 ГГц), более коротковолновое излучение обеспечивает высокую локальную плотность мощности и в условиях насыпной плотности реголита (то есть низкой теплопроводности) благоприятствует развитию мелкомасштабных перегревных неустойчивостей, основанных на росте коэффициента поглощения СВЧ с ростом температуры и имеющих пространственные масштабы, пропорциональные длине волны в среде. Это, в свою очередь, позволяет реализовать режимы неравновесного твердофазного синтеза и спекания, вплоть до формирования твёрдых растворов, минуя стадию объёмного плавления, с высоким удельным энерговкладом (несколько кВт/см³).

Целью данной части работы является прецизионное определение фундаментальных электрофизических свойств имитаторов лунного реголита, необходимых для корректного расчёта процессов нагрева и оптимизации режимов обработки. В то время как диэлектрические свойства лунного грунта в дециметровом и сантиметровом диапазонах изучены достаточно подробно, данных в субмиллиметровой области (200–350 ГГц) практически нет. Задача измерений заключается в определении комплексной диэлектрической проницаемости (действительной ε' и мнимой ε'' частей) и коэффициента отражения актуальных имитаторов (LMS-1, LMS-1D, LHS-1D) именно в этом диапазоне. Полученные данные станут основой для последующего анализа процессов взаимодействия мощного субмиллиметрового излучения гиротронов с порошковой средой реголита и позволят обоснованно выбирать режимы для инициирования целевых неравновесных твердофазных реакций, включая кислорододефицитные процессы с выделением кислорода.

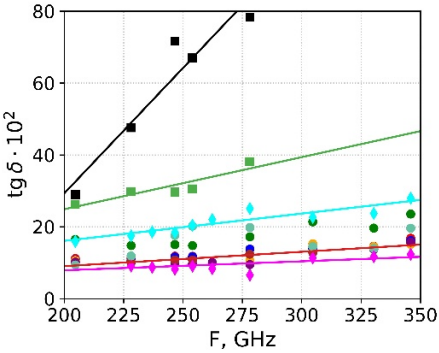
Методика эксперимента и исследуемые образцы

Экспериментальные исследования проводятся с использованием спектрометра на базе резонатора Фабри–Перо [6]. Исследованы три имитатора: LMS-1 (морской базальт: 32,8% пироксена, 32,0% стекловатого базальта, ильменит; размер зёрен до 1 мм), LMS-1D (его версия с частицами <30 мкм) и LHS-1D (высокогорный анортозит ~74%, стекловатый базальт, ильменит, пироксен, оливин; частицы <30 мкм)

Результаты эксперимента

Диэлектрические свойства порошка сильно зависят от способа его насыпания, в связи с этим были проведены исследования для нескольких засыпок. Результаты измерений показателя преломления представлены в таблице. На графике показана зависимость тангенса диэлектрических потерь (tgδ) от частоты в диапазоне 200–350 ГГц всех образцов: Круги для LHS-1D, ромбы для LMS-1, квадраты для LMS-1D. Аппроксимация результатов LHS-1D (красная линия) описывает все измерения (4 насыпки). Для LMS-1 использованы две аппроксимации (чёрная и зелёная линии), для разных насыпок; для LMS-1D аппроксимации фиолетовым и бирюзовым цветом. Видно, что результаты измерений LMS-1 имеют значительно больший разброс как показателя преломления, так и tgδ в зависимости от насыпки относительно LMS-1D, что можно связать с рассеянием Ми, так как размер частиц сопоставим с длиной волны излучения.

номер засыпки	Показатель преломления		
	LHS-1D	LMS-1	LMS-1D
1	1,40±0,02	1,34±0,03	1,34±0,02
2	1,45±0,02	1,57±0,03	1,36±0,02
3	1,48±0,01	1,71±0,04	-



Выводы

Впервые определены диэлектрические параметры имитаторов лунного реголита в диапазоне 200–350 ГГц. Полученные данные будут основой для расчётов нагрева и анализа взаимодействия мощного излучения гиротронов с порошковыми реголитами.

[1] https://spaceresourcetech.com/blogs/articles/in-situ-resource-utilization-the-future-of-human-settlements-in-space
[2] Gholami M. et al. / In: Earth and Space. 2021. P. 985.
[3] Gupta N. et al. // Adv. Space Res. 2024. Vol. 74, no. 4. P. 1693.
[4] Kim T. et al. // Acta Astronaut. 2025. Vol. 239. P. 546.
[5] Синцов С.В. и др. // Журн. техн. физики. 2026. Т. 96. С. 752.
[6] Parshin V.V. et al. // IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol. 2021. Vol. 11. P. 375.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОФИЛЕЙ СУБТГЦ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ЛИНИЙ H_2O И O_2 ДЛЯ АТМОСФЕРНЫХ ПРИЛОЖЕНИЙ

Д.С. Макаров, И.Н. Вилков, Г.Ю. Голубятников, А.Ю. Секачева, А.О. Королева, Т.А. Галанина, М.А. Кошелев

ИПФ РАН

Введение

Молекулы воды и кислорода – основные компоненты атмосферного воздуха, поглощающие тепловое излучение. Водяной пар, оказывающий заметное влияние на глобальный радиационный баланс и механизмы климатической обратной связи, является ключевым поглотителем субмиллиметрового излучения, в то время как линии поглощения кислорода играют существенную роль в поглощении миллиметровых волн. Исследования атмосферного поглощения в субтерагерцовом диапазоне частот важны для решения задач дистанционного зондирования атмосферы, беспроводной связи (например, 6G) и развития моделей радиационного переноса в атмосфере [1]. В этом диапазоне проводятся измерения с помощью наземных, бортовых и спутниковых радиометров, как правило, на частотах в окрестности вращательных линий, для восстановления профилей температуры и влажности атмосферы [2]. В настоящее время в большинстве моделей атмосферного поглощения и радиационного переноса, а также в спектроскопических базах данных [3] используются модельный профиль Фойгта и соответствующие значения параметров спектральных линий, что обусловлено, прежде всего, недостатком спектроскопической информации для более точных модельных профилей, учитывающих зависимость сечения столкновения от скорости поглощающей молекулы («эффект ветра») [4] и об их температурных зависимостях. Данная работа продолжает цикл исследований спектра водяного пара и кислорода для решения прикладных задач, связанных с дистанционным зондированием атмосферы, расширяя число линий, для которых получены точные значения столкновительных параметров с использованием современных физически-корректных модельных профилей, в диапазоне почти до 1 ТГц.

Методика измерения

Для исследования профилей спектральных линий в контролируемых лабораторных условиях использовались три спектрометра с различным принципом действия, дополняющие возможности друг друга. В качестве источника излучения для всех трёх спектрометров используется лампа обратной волны (ЛОВ), стабилизированная с помощью системы фазовой автоподстройки частоты. Видео-спектрометр [5] позволяет записывать спектры в диапазоне давлений примерно от 0.001 до 1 Торр, поглощение регистрируется в виде «провалов» мощности излучения, прошедшего через газ. Спектрометр с радиоакустическим детектированием поглощения (РАД-спектрометр) [6] регистрирует повышение давления газа в результате его нагрева при поглощении излучения, характерный диапазон давлений газа – от 0.01 до 10 Торр. Резонаторный спектрометр [7] работает при давлениях от 10 Торр до нескольких атмосфер, коэффициент поглощения в газе определяется через изменение добротности резонансного отклика резонатора Фабри–Перо при его заполнении исследуемым газом.

В данной работе РАД- и видео- спектрометры использовались для получения параметров спектральных линий. Для этого профиль линии записывался при стабильной температуре и различных давлениях газа с последующим анализом полученных данных. С помощью резонаторного спектрометра был записан спектр влажного воздуха при атмосферном давлении для верификации измеренных параметров линий и оценки точности моделирования резонансного поглощения воздуха.

Анализ данных и параметры линий

Для моделирования резонансного спектра смеси газов при заданных значениях температуры и давления необходимо знать следующие параметры линии: несмещённую давлением центральную частоту, интенсивность, коэффициенты столкновительного сдвига и уширения линии давлением газов – компонент смеси (для атмосферных приложений – давлением воздуха). Для более сложных моделей, учитывающих «тонкие» столкновительные эффекты, дополнительно необходимы параметры зависимости ширины и сдвига линий от скорости молекул для «эффекта ветра» и параметр обужения линии для эффекта Дикке. Для использования этих данных в моделировании атмосферного поглощения необходимо знать зависимость всех этих параметров от температуры. В эксперименте значения этих параметров определяются в результате оптимизации модельного профиля к полученным спектрам. Анализ зависимости этих величин от давления даёт коэффициенты линейной зависимости соответствующих параметров линии от давления.

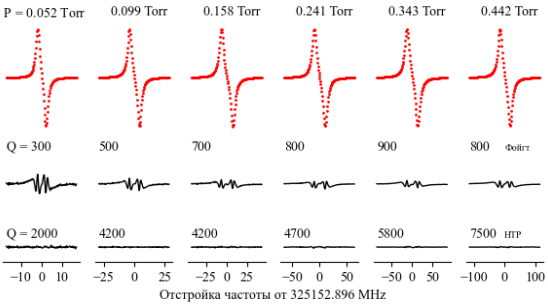


Рис. 1

При использовании модельного профиля Фойгта, учитывающего столкновительное уширение и сдвиг линии в приближении независимости темпа столкновительной релаксации от скорости молекул, для каждой линии были получены коэффициенты уширения и сдвига γ_V и δ_V. Профиль Артмана–Тран (Hartmann–Tran Profile или HTP) [4] учитывает эффект ветра в виде квадратичной от скорости зависимости ширины и сдвига линии, и в этом случае ширина и сдвиг линии характеризуются уже двумя коэффициентами: γ_0, γ_2 и δ_0, δ_2, где параметры с индексом «0» являются аналогами γ_V и δ_V для профиля Фойгта, характеризуя «средневзвешенные» по скоростям значения, а параметры с индексом «2» характеризуют величину зависимости соответствующих величин от квадрата скорости поглощающей молекулы. На рис. 1 приведен (сверху) пример записей линии H_2O на частоте 325.152 ГГц, полученных на РАД-спектрометре в режиме частотной манипуляции при нескольких значениях давления H_2O. Показанные в нижней части рисунка отличия экспериментальных записей от профилей Фойгта и HTP демонстрируют необходимость учета «эффекта ветра» при анализе экспериментальных данных. Аналогичным образом был проведён анализ записей других молекулярных линий воды и кислорода в диапазоне температур от −25°C до +65°C.

Зависимость коэффициента столкновительного уширения (как для γ_V, так и для γ_0 и γ_2) от температуры описывается формулой

$$\gamma(T) = \gamma(T_0) \cdot \left(\frac{T_0}{T}\right)^n, \quad (1)$$

где $T_0 = 296$ K. При оптимизации этой зависимости к полученным значениям коэффициента уширения при разных T определяются параметры $\gamma(T_0)$ и n, которые в дальнейшем используются в моделях и базах спектроскопических данных. Рисунок 2 демонстрирует температурную зависимость γ_0 и γ_2 той же линии H_2O на частоте 325.152 ГГц для случая самоуширения: точками отмечены значения, полученные из анализа экспериментальных данных, линиями – результат их аппроксимации функцией (1).

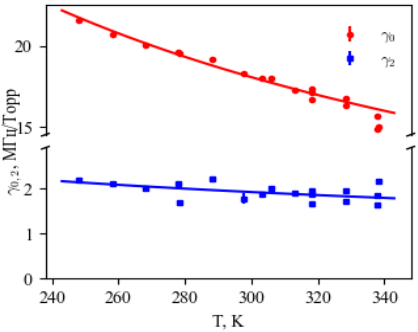


Рис. 2

Для описания зависимости коэффициента сдвига от температуры используется эмпирическая формула Фроста [8]:

$$\delta(T) = \delta(T_0) \cdot \left(\frac{T_0}{T}\right)^n \cdot \left(1 - A\, ln\left(\frac{T}{T_0}\right)\right), \quad (2)$$

поскольку она позволяет учесть смену знака коэффициента сдвига, проявляющуюся в отдельных случаях при изменении температуры [9].

Полученные параметры линий были верифицированы сравнением спектра влажного воздуха, измеренного с помощью резонаторного спектрометра, с расчётными, полученными с использованием данных из а) HITRAN [3] (интенсивности, частоты, коэффициенты уширения и сдвига для профиля Фойгта), б) PyRTlib (наиболее современная модель атмосферного поглощения) [1] и в) результатов данной работы (интенсивности линий также взяты из HITRAN, использован профиль линии HTP). Результаты сравнения приведены на рис. 3. По различиям между измерениями и расчётами в нижней части рисунка видно, что 1) результаты, полученные в нашей работе, обеспечивают лучшее согласие с экспериментальным спектром; 2) «эффект ветра» вносит заметный вклад в форму линии при всех давлениях вплоть до атмосферного и должен учитываться при моделировании; 3) необходима коррекция параметров (в том числе центральных частот и интенсивностей) некоторых линий в базе HITRAN (зеленая кривая на рис. 3 – после коррекции интенсивности линии 380-ГГц и частоты линии 447-ГГц молекулы H_2O).

Заключение

В результате анализа экспериментальных данных, полученных в диапазоне температур от −25°C до +65°C, определены столкновительные параметры ключевых линий молекул воды и кислорода в диапазоне частот от 300 до 860 ГГц. Использование трёх различных по принципу действия спектрометров позволило провести независимую

оценку точности полученных параметров и продемонстрировать высокую надёжность полученных результатов. Впервые получены температурные зависимости параметров линий с учётом «эффекта ветра», что улучшает точность моделирования атмосферного поглощения для различных прикладных задач.

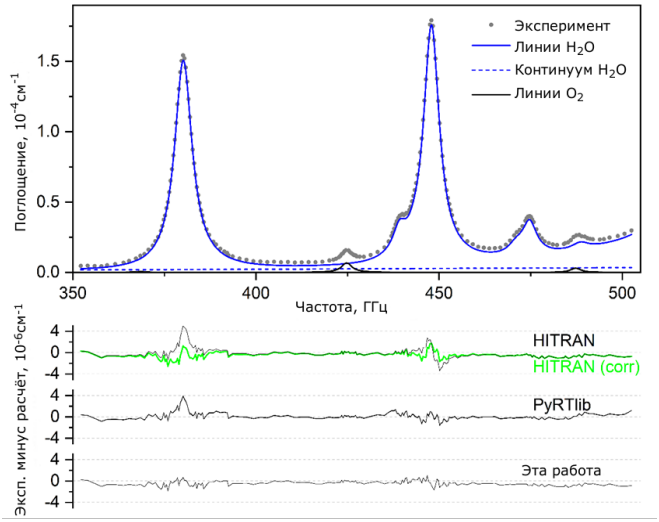


Рис. 3

Работа выполнена при поддержке РНФ (№22-72-10118-П) с использованием оборудования УНУ «ЦКП-7» (№3589084).

[1] Larosa S. et al. // Geoscientific Model Development. 2024. Vol. 17. P. 2053.
[2] Ware R. et. al. // Radio Sci. 2003. Vol. 38. P. 8079.
[3] Gordon I.E. et al. // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2026. Vol. 353. P.109807.
[4] Wcislo P. et al. // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2025. Vol. 347. P. 109596.
[5] Golubiatnikov G.Yu. et al. // Radiophys. Quantum El. 2017. Vol. 59. P. 715.
[6] Tretyakov M.Yu. et al. // Instrum. Exp. Tech. 2008. Vol. 51. P. 78.
[7] Koshelev M.A. et al. // IEEE Trans. THz Sci. Tech. 2018. Vol. 8. P. 773.
[8] Frost B.S. // J. Phys. B: At. Mol. Phys. 1976. Vol. 9, no. 6. P. 1001.
[9] Koshelev M.A. et al. // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2021. Vol. 262. P. 107472.

ОПТИЧЕСКОЕ УПРАВЛЕНИЕ ПРОЦЕССОМ ПОРООБРАЗОВАНИЯ В ФОТОПОЛИМЕРИЗУЮЩЕЙСЯ СРЕДЕ

М.А. Батенькин[1)], С.Н. Менсов[1, 2)], Ю.В. Полуштайцев[1)]

[1)] ИМХ РАН

[2)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В работе рассмотрена возможность управления процессом самоформирования оптических неоднородностей в фотополимеризующейся композиции (ФПК) с нейтральным компонентом (НК) в ходе её отверждения однородным излучением. Определены условия получения как светорассеивающих, так и оптически прозрачных полимерных материалов из композиции одного состава на основе промышленного олигомера ОКМ-2, содержащей бутанол в качестве диффузанта.

Так, монолитный полимер с одинаковой морфологией может быть получен фотополимеризацией исходной композиции без растворителя в широком диапазоне освещённости инициирующим излучением (рис. 1*а*). При этом оптические свойства итогового материала можно задавать добавлением в композицию растворителя с иным, чем у полимера, показателем преломления. Однако если растворитель по своей природе не совместим с формирующимся полимером, то между частично сросшимися полимерными зёрнами образуется пространство, заполненное введённой добавкой и не прореагировавшим мономером (рис. 1*б-г*).

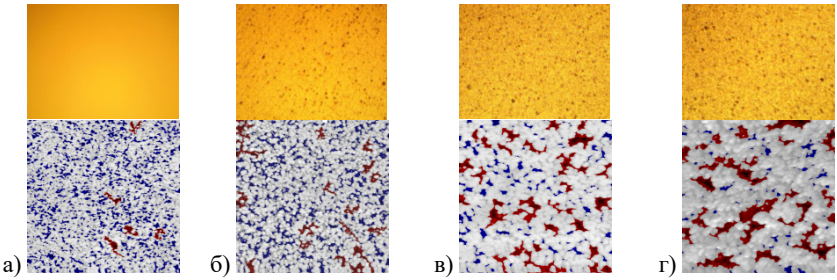


Рис. 1

В ходе экспериментов установлено, что размеры промежутков зависят не только от количества растворителя в ФПК, но и от режима экспонирования среды. Соответственно, из ФПК одного состава можно получать полимерный материал, который будет либо прозрачным (если характерный размер неоднородностей меньше половины длины волны излучения λ), либо рассеивать свет.

В случае быстрого инициирования существенно возрастают не только размеры конгломератов полимерных зёрен, но и доля крупномасштабных промежутков Q (размером больше $\lambda / 2$, для $\lambda = 0.5$ μm, рис. 2*а*), а также глубина σ нанорельефа поверхности полимерного образца становится больше (рис. 2*б*).

Для объяснения этого процесса построена модель, учитывающая неоднородное, меняющееся во времени распределение радикалов с разной реакционной способностью в фотополимеризующейся среде. Механизм полимеризации олигоэфиракрилатов носит принципиально гетерогенный характер, он включает в себя образование дискретных

частиц микрогеля, в которых реакция полимеризации протекает с бо́льшими скоростями, чем в остальном объёме реакционной системы. Это обусловлено наличием, по крайней мере, двух типов свободных радикалов, совершенно идентичных по химическому строению, но резко различающихся по эффективной реакционной способности.

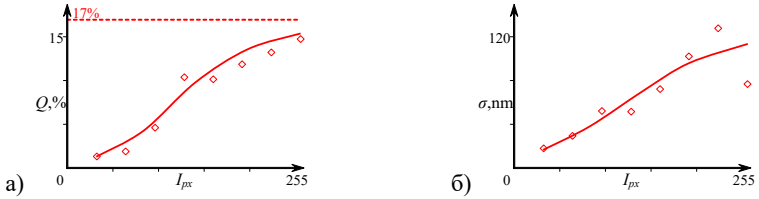


Рис. 2

Плотность концентрации радикалов с разной эффективной реакционной способностью ω неоднородна и непостоянна во времени. Поэтому даже при инициировании реакции однородным светом скорость полимеризации неравномерна – пропорциональна распределению ω. На примере ансамбля частиц двух типов, случайным образом распределённых в пространстве (рис. 3*а*), можно увидеть, что они образуют нерегулярные концентрационные островки (рис. 3*б*), в которых преобладают частицы первого или второго сорта (их можно соотнести с распределением ω).



Рис. 3

Молекулы радикалов подвижны и, имея хаотичную скорость v, перемещаются в объёме жидкой среды случайным образом (рис. 4а). Качественный анализ такого «блуждания» частиц может быть рассмотрен на примере решения одномерного уравнения Фоккера–Планка:

$$\frac{\partial \omega(x,t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\left[D\frac{\partial \omega(x,t)}{\partial x} - v(x,t)\omega(x,t)\right], \qquad (1)$$

где D – коэффициент диффузии. Диффузионное слагаемое здесь пренебрежимо мало, поскольку радикальную полимеризацию ведут при незначительном содержании инициатора (обычно в пропорции порядка 1:1000), и градиенты их концентраций ничтожно малы (кроме того, радикалы отличаются только эффективной реакционной способностью, а физически никак не различимы).

С учётом пространственного распределения ω инициирование реакции полимеризации с различной скоростью V_ω будет сопровождаться возникновением диффузионных потоков жидких компонентов среды. Этот процесс может быть описан с помощью диффузионной модели для трёхкомпонентной фотополимеризующейся композиции с нейтральной добавкой:

$$\begin{cases} \dfrac{\partial N}{\partial t} = \dfrac{\partial}{\partial x}\left[D_{NM}\left(M\dfrac{\partial N}{\partial x} - N\dfrac{\partial M}{\partial x}\right) + D_{PN}\left(P\dfrac{\partial N}{\partial x} - N\dfrac{\partial P}{\partial x}\right)\right], \\ \dfrac{\partial P}{\partial t} = \dfrac{\partial}{\partial x}\left[D_{MP}\left(M\dfrac{\partial P}{\partial x} - P\dfrac{\partial M}{\partial x}\right) - D_{PN}\left(P\dfrac{\partial N}{\partial x} - N\dfrac{\partial P}{\partial x}\right)\right] + V_\omega, \\ V_\omega = \omega \cdot I \cdot \dfrac{\gamma}{H_0} \cdot M \cdot \left[-ln\left(\dfrac{M}{1-N}\right)\right]^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}, \\ \dfrac{\partial \omega(x,t)}{\partial t} = \dfrac{\partial}{\partial x}[v_P(x,t)\omega(x,t)]. \end{cases} \quad (2)$$

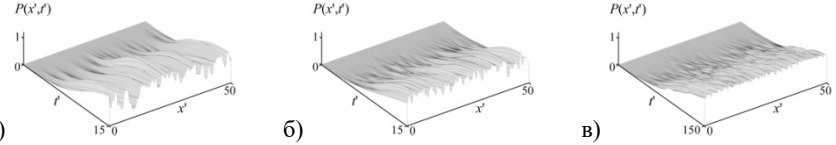
Здесь M, P и N – массовые доли мономера, полимера и НК ($N + P + M = 1$), I – интенсивность света, H_0 и γ – параметры, характеризующие контраст фоторегистрирующей среды. Эта система учитывает то, что образование полимерной сетки приводит к существенному возрастанию вязкости среды при достижении конверсии P^*, вследствие этого снижаются коэффициенты взаимодиффузии мономер – полимер $D_{MP} = D \cdot \exp\{-P/P^*\}$ и полимер – НК $D_{PN} = D_{NM} \cdot \exp\{-P/P^*\}$, соответственно, падает и скорость перемешивания радикалов $v_P = v \cdot \exp\{-P/P^*\}$ (рис. 4б).



а) б)

Рис. 4

В качестве примера на рис. 5 приведены характерные распределения $P(x)$ в последовательные моменты времени $t' = t / t_D$, получаемые при разных соотношениях t_D / t_P, где $t_D = \rho^2 / 2D_M$ и $t_P = H_0 / \langle I \rangle_x$ – характерные временные масштабы протекания диффузионных процессов и полимеризации, $x' = x / \rho$, ρ – пространственный масштаб распределения $\omega(x)$, а $\langle I \rangle_x$ – среднее значение интенсивности воздействующего света.



а) б) в)

Рис. 5

Вследствие диффузионных процессов размер возникших неоднородностей (рис. 6*а*) будет увеличиваться с течением времени по корневой зависимости (линия *1*). В среде с возрастающей вязкостью он достигает максимума ρ^* при конверсии P^* и далее не меняется (линия *2*). Чем медленнее осуществляется инициирование реакции полимеризации, тем более крупными и плавными они могут стать к этому времени.

Амплитуда индуцируемых неоднородностей $P(x)$ будет тем меньше, чем меньше значение t_D (линия *1* на рис. 6*б*), поскольку этот параметр определяет не только скорость нивелирования неоднородностей за счёт диффузии, но и то, насколько быстро по отношению t_P меняется распределение $\omega(x, t)$. В условиях динамичного перемешивания

концентрационных островков ($t_D << t_P$) зарождающиеся зёрна будут более равномерно распределены по объёму полимеризата (рис. 5*в*). В отсутствие перемешивания возникающих радикалов (когда $\omega(x, t) = \omega(x)$, рис. 5*а*) пришлось бы снижать интенсивность ещё в несколько раз, значительно увеличивая длительность экспонирования для получения оптически однородного полимера за счёт релаксации индуцируемых неоднородностей благодаря диффузии (линия *2* на рис. 6*б*).

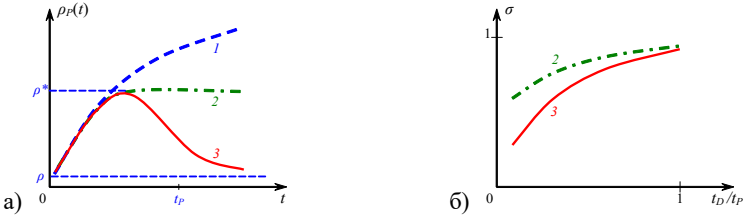


Рис. 6

Заметим, что по достижении P^* эволюция $\omega(x, t)$ замедляется (рис. 4*б*) с экспоненциально возрастающим временным масштабом $t_D \cdot \exp\{P/P^*\}$. И далее, на временах экспонирования $t > t_P$, в условиях значительно возросшей вязкости среды в профиле $P(x, t)$ вновь начнёт «проявляться» распределение $\omega(x, t)$ с пространственным масштабом ρ (линия *3* на рис. 6*а*).

Распределения $P(x, t)$ на рис. 5 объясняют формирование неоднородной структуры полимерных образцов, полученных при разной интенсивности воздействующего излучения. Видно, что более крупные по размеру и амплитуде неоднородности формируются при более интенсивном инициировании реакции полимеризации (рис. 6*б*), это согласуется с результатами эксперимента (рис. 1). Крупномасштабные неоднородности с глубоким рельефом (рис. 5*а* и рис. 5*б*) характерны для образцов, рассеивающих свет (рис. 1*г* и рис. 1*в*). При медленной конверсии мономера получается более равномерное распределение компонентов ФПК (рис. 5*в* и рис. 1*а*). Малое значение амплитуды результирующего профиля $P(x)$ соответствует монолитному оптически прозрачному полимеру с мелкими промежутками между зёрен.

Выводы

Таким образом, в ходе фотополимеризации композиции с нейтральным компонентом неизбежно происходит самоформирование неоднородностей при воздействии даже однородным по интенсивности излучением. Учёт того, что случайно-неоднородное распределение радикалов с разной реакционной способностью меняется во времени, позволил определить условия ведения полимеризации, при которых можно получать как монолитный полимер, так и материал с пористой структурой. Это позволяет из композиции одного состава создавать материалы с чередующимися светорассеивающими и прозрачными участками (например, в системах оптической 2D- и 3D-печати), а также плоские элементы со сложным топологическим рисунком для систем микрофлюидики, медицинских планшетов и скаффолдов.

КОНТИНУУМ H_2O–Ar В ДАЛЬНЕЙ ИК-ОБЛАСТИ (50–500 $СМ^{-1}$)

Ю.А. Парамонова, А.О. Королева, Т.А. Галанина, М.А. Кошелев, М.Ю. Третьяков

ИПФ РАН

Дальний инфракрасный (ИК) диапазон (50–500 см$^{-1}$) – это область вращательных спектров молекул. В атмосфере основной вклад в поглощение ИК-излучения вносит водяной пар [1–3]. Помимо линий, молекулярные спектры включают в себя слабое континуальное поглощение (или континуум) – плавно меняющуюся с частотой подставку под резонансным спектром. Континуум водяного пара делится на собственный континуум, обусловленный взаимодействием молекул H_2O друг с другом, и сторонний, обусловленный взаимодействием молекул H_2O с другими молекулами газа.

Аргон — третий по распространённости газ в атмосфере Земли (объемная доля в сухом воздухе ~0.934 %), однако данные по стороннему континууму H_2O–Ar в дальнем ИК-диапазоне практически отсутствуют [4], и он не учитывается в моделях радиационного переноса в атмосфере. В данной работе представлены результаты первых систематических измерений стороннего континуума H_2O–Ar в диапазоне вращательной полосы водяного пара и дана оценка его вклада в общий атмосферный континуум.

Спектры поглощения регистрировались при комнатной температуре 296±1.5 K с помощью Фурье-спектрометра высокого разрешения IFS-125HR в диапазоне 50–500 см$^{-1}$ с разрешением 0.02 см$^{-1}$. Высокая чувствительность обеспечивалась за счет использования многоходовой ячейки с эффективной длиной оптического пути L=151 м и синхротронного излучения (эксперименты проводились в лаборатории ALIES при синхротроне SOLEIL). Было получено четыре экспериментальных спектра с разными парциальными давлениями компонентов смеси: давление водяного пара составляло 2 и 4 мбар, а давление аргона – 600 и 900 мбар. Для каждого спектра регистрировалась базовая линия $I_0(\nu)$ – мощность излучения, прошедшего через пустую ячейку. Пример ее записи показан красным на верхней панели рис. 1 в зависимости от частоты ν вместе с экспериментальным спектром излучения, прошедшего через ячейку с газом $I(\nu)$ (синим). Внизу показан спектр коэффициента пропускания газа, определенный как отношение $I_0(\nu)/I(\nu)$. Коэффициент поглощения α_{total} определялся по закону Бугера–Ламберта–Бера:

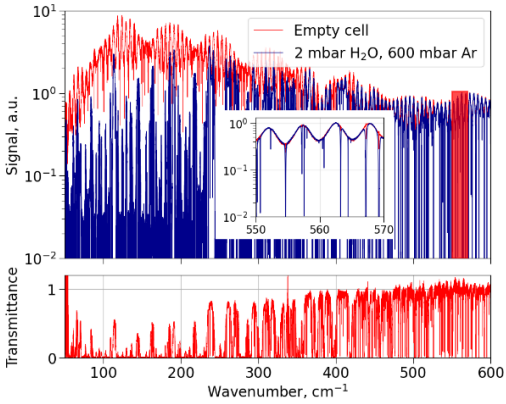


Рис. 1

$$\alpha_{total} = \frac{1}{L} ln \frac{I_0(\nu)}{I(\nu)}. \quad (1)$$

Наблюдаемое в эксперименте поглощение α_{total} может быть представлено как сумма резонансного вклада α_{res} и континуального поглощения α_{cont}:

$$\alpha_{total}\left(\nu, P_{H_2O}, P_{Ar}\right) = \alpha_{res}\left(\nu, P_{H_2O}, P_{Ar}\right) + \alpha_{cont}\left(\nu, P_{H_2O}, P_{Ar}\right), \quad (2)$$

где P_{H_2O}, P_{Ar} – парциальные давления воды и аргона в смеси.

Резонансное поглощение моделировалось как сумма линий H_2O с профилем Ван Флека–Вейсскопфа [5]:

$$\alpha_{res}(\nu) = \frac{\alpha_{ab}}{\pi} R(\nu) \left(\frac{\Delta\nu_c}{(\nu - \nu_0)^2 - {\Delta\nu_c}^2} + \frac{\Delta\nu_c}{(\nu + \nu_0)^2 - {\Delta\nu_c}^2} \right), \quad (3)$$

где α_{ab} — интенсивности линий, ν_0 — центральные частоты линий, $\Delta\nu_c$ — столкновительные ширины линий, $R(\nu)$ — радиационный член.

Однако используемый профиль линии выведен в ударном приближении, в котором соударения считаются мгновенными. Он справедлив при отстройках частоты от центра линий $|\nu - \nu_0| \ll 1/(2\pi\tau_c)$, где τ_c — длительность соударения. В настоящее время не существует физической модели формы линии, учитывающей конечную длительность соударения. Для исключения неопределенности, обусловленной неточностью моделирования дальнего крыла резонансной линии, рекомендовано обрезать крыло на отстройках частоты от центра линий 25 см$^{-1}$ [5]. Такой подход используется в большинстве современных моделей и принят исследователями для адекватного сравнения данных. При этом отличие «реального» поглощения в крыле линии от поглощения, вычисленного по модели с обрезанным крылом линии, оказывается включенным в континуум [6].

Для того чтобы корректно смоделировать линию, необходимо знать ее ширину, которая характеризуется парциальным давлением и соответствующим коэффициентом уширения каждой компоненты смеси. В литературе отсутствуют данные о коэффициентах уширения резонансных линий водяного пара давлением аргона, γ_{Ar}, в дальнем ИК-диапазоне. Для оценки величины γ_{Ar} использовались данные о коэффициентах уширения для линий вращательной полосы H_2O давлением воздуха, γ_{air}, из спектроскопической базы HITRAN [11] и оценка эффективности уширения аргоном по сравнению с воздухом, основанная на литературных данных в других частотных диапазонах [7–10]. Для определения континуума использовалось значение $\gamma_{Ar} = 0.3\gamma_{air}$, при котором модельное резонансное поглощение наилучшим образом согласуется с экспериментальными спектрами вблизи центров линий.

Континуум α_{cont}, показанный серой кривой на рис. 2, определялся по формуле (2) как разность измеренного поглощения α_{total} (красная кривая) и рассчитанного резонансного поглощения α_{res} (зеленая область).

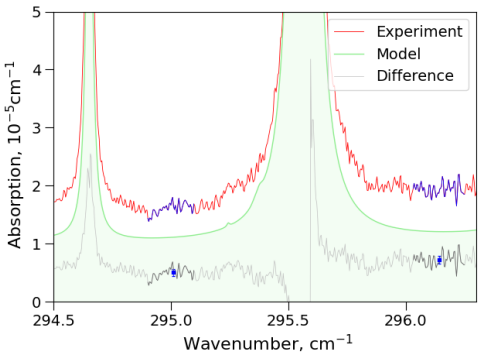


Рис. 2

Для уменьшения влияния неточности модели резонансного поглощения, обусловленной погрешностями использовавшихся параметров линий, конечная величина континуума α_{cont} определялась как среднее значение поглощения в пределах выбранных микроокон прозрачности (участков спектра, расположенных между резонансными линиями воды). На рис. 2 они показаны синим и темно-серым цветами, а синие точки – усредненные значения континуума.

Результаты расчета полного континуума смеси водяного пара с аргоном при P_{H_2O}= 4 мбар и P_{Ar}= 900 мбар представлены на рис. 3. Полный континуум включает в себя вклад собственного континуума, $\alpha_{H_2O-H_2O}$, и стороннего, α_{H_2O-Ar}: $\alpha_{cont} = \alpha_{H_2O-H_2O} + \alpha_{H_2O-Ar}$. На рис. 3 видно, что вклад $\alpha_{H_2O-H_2O}$ (черная линия – его расчет по модели MT_CKD [6]) в суммарный континуум составляет примерно 20%.

Значения коэффициентов (сечений) стороннего континуума C_{H_2O-Ar}, не зависящих от давления, определялись следующим образом:

$$\alpha_{cont} = C_{H_2O-H_2O}\frac{P_{H_2O}^2}{kT} + C_{H_2O-Ar}\frac{P_{H_2O}P_{Ar}}{kT}, \quad (6)$$

где k – постоянная Больцмана, T=296 К – температура, $C_{H_2O-H_2O}$ и C_{H_2O-Ar} – коэффициенты собственного и стороннего континуума соответственно (в единицах см^{2}молекула$^{-1}$атм$^{-1}$). Значения $C_{H_2O-H_2O}$ получены с использованием полуэмпирической модели MT_CKD [6].

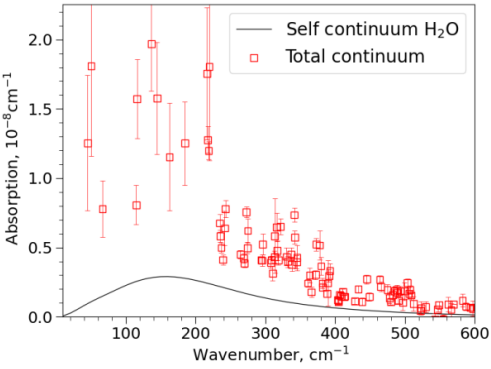


Рис. 3

Согласие величин континуального поглощения H_2O–Ar, полученных из разных спектров и нормированных на произведение давлений $P_{H_2O} \cdot P_{Ar}$, показано на рис. 4. На панелях (a) и (b) показаны разности спектров, измеренных при двух давлениях аргона (600 и 900 мбар), для двух серий с разным содержанием водяного пара (2 мбар – (a), 4 мбар – (b)). На панели (c) приведена разность между усреднёнными значениями коэффициентов континуума для этих двух спектров. Во всех случаях разности находятся вблизи серой области, соответствующей $\pm 1\sigma$ (σ – среднеквадратическая погрешность коэффициентов континуума), что подтверждает хорошую воспроизводимость измерений и отсутствие значимых систематических расхождений и позволяет усреднить коэффициенты C_{H_2O-Ar} , полученные по формуле (6) для четырех экспериментальных спектров.

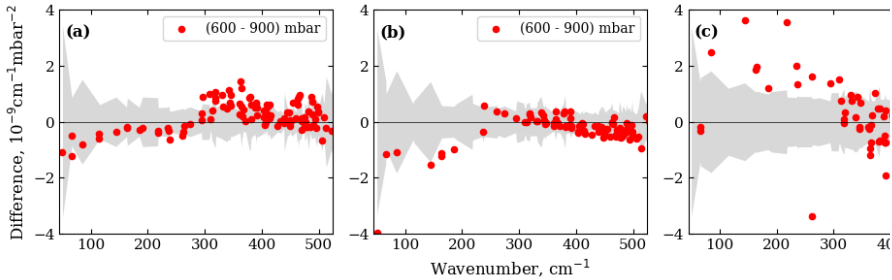


Рис. 4

Итоговые (усредненные по всем экспериментальным записям) значения сечений C_{H_2O-Ar} показаны на рис. 5. Они в 5 раз меньше коэффициентов стороннего континуума воздуха C_{H_2O-air} (черная линия на рисунке 5 соответствует C_{H_2O-air}, уменьшенным в 5 раз) и на два порядка меньше $C_{H_2O-H_2O}$.

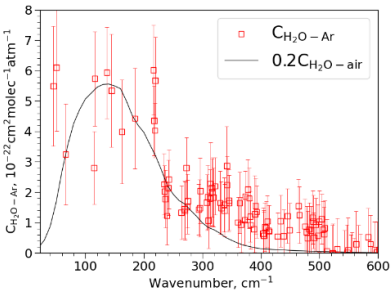


Рис. 5

Сторонний континуум воздуха, обусловленный столкновениями H_2O с основными атмосферными газами, можно записать как сумму отдельных вкладов сторонних континуумов азота, кислорода и аргона:

$$C_{H_2O-air} = 0.78084C_{H_2O-N_2} + 0.2095C_{H_2O-O_2} + 0.00934C_{H_2O-Ar}, \quad (7)$$

где коэффициенты 0.78084, 0.2095 и 0.00934 — объёмные доли N_2, O_2 и Ar в сухом воздухе. Относительный вклад аргона в суммарный сторонний континуум воздуха показывает, какую долю составляет парное взаимодействие H_2O–Ar от общего континуума. С учётом (7) эта величина вычисляется по формуле:

$$\delta_{Ar} = \frac{0.00934C_{H_2O-Ar}}{C_{H_2O-air}} \times 100\%. \quad (8)$$

В максимуме вращательной полосы вклад величины δ_{Ar} составляет около 0.2%, а на более высоких частотах (> 300 см$^{-1}$) достигает 3%. С ростом чувствительности методов дистанционного зондирования вклад континуума H_2O–Ar может становиться значимым. Полученные в работе данные восполняют пробел в спектроскопической информации о континууме H_2O–Ar в дальней ИК-области и могут быть использованы для уточнения существующих атмосферных моделей.

[1] Clough S.A. et al. // Journal of Geophysical Research: Atmospheres. 1992. Vol. 97, no. D14. P. 15761.
[2] Harries J.E. // Contemporary Physics. 2000. Vol. 41, no. 5. P. 309.
[3] Shine K.P., Ptashnik I.V., Rädel G. // Surveys in Geophysics. 2012. Vol. 33, no. 3-4. P. 535.
[4] Koroleva A.O. et al. // JQSRT 2021. Vol. 261. P. 107486.
[5] Van Vleck J.H., Weisskopf V.F. // Reviews of Modern Physics. 1945. Vol. 17, no. 2-3. P. 227.
[6] Mlawer E. et al. // JQSRT 2023. Vol. 306. P. 108645.
[7] Chai S. et al. // The Journal of Chemical Physics. 2024. Vol. 161, no. 4. P. 044305.
[8] Claveau C., Valentin A. // Molecular Physics. 2009. Vol. 107, no. 14. P. 1417.
[9] Golubiatnikov G.Y. // J. of Molecular Spectroscopy. 2005. Vol. 230, no. 2. P. 196.
[10] Claveau C., Henry A., Hurtmans D., Valentin A. // JQSRT 2001. Vol. 68, no. 3. P. 273.
[11] Gordon I. et al. // JQSRT 2022. Vol. 277. P. 1079.

РАЗДЕЛЕНИЕ ВКЛАДОВ ПОСТОЯННОГО И ИНДУЦИРОВАННОГО ДИПОЛЕЙ В ПОГЛОЩЕНИЕ CO–Ar В ДАЛЬНЕМ ИК-ДИАПАЗОНЕ

А.Ю. Секачева[1)], А.А. Финенко[2)], Д.Н. Чистиков[2)]

[1)] ИПФ РАН

[2)] ИФА им. А.М. Обухова РАН

Точное моделирование молекулярного поглощения в смесях, содержащих полярные молекулы, остаётся ключевой задачей атмосферной спектроскопии. В реальных газах поглощение не сводится к простой суперпозиции изолированных резонансных линий: межмолекулярные взаимодействия одновременно уширяют линии и формируют непрерывный континуум. Для смеси CO–Ar, где одна из компонент обладает постоянным дипольным моментом, суммарный коэффициент поглощения содержит вклады как от постоянного, так и от индуцированного диполей. Однако строгое разделение этих вкладов из первых принципов долгое время оставалось нерешённой задачей. Цель настоящей работы – количественно разделить вклады постоянного и индуцированного диполей в поглощение CO–Ar в дальнем ИК-диапазоне.

Метод классических траекторий (CT) ранее успешно применялся для расчёта столкновительно-индуцированного поглощения в системах неполярных молекул [1–4]. В данной работе метод обобщён на случай смеси, содержащей полярную молекулу (CO–Ar). Расчёты базируются на ab initio поверхностях потенциальной энергии и индуцированного дипольного момента [5, 6]. Ключевое отличие от чисто классического подхода заключается во введении процедуры реквантизации вращательного движения CO, аналогичной той, что используется в методе реквантованной классической молекулярной динамики (rCMDS) [7, 8]. Реквантизация проецирует классический вращательный момент на ближайшее разрешённое квантовое число *J*, что позволяет восстановить вращательную структуру спектра, принципиально важную для полярных систем.

Поглощение в рассматриваемой системе формируется как за счёт резонансного вклада постоянного дипольного момента CO (*P*), так и за счёт вклада индуцированного диполя (*I*). Пусть в объёме газа содержится N_{CO} частиц CO и N_{Ar} частиц Ar. Тогда коэффициент поглощения может быть представлен в виде суммы трёх физически различных компонент:

$$\alpha(\nu) = \alpha_{PP}(\nu) + [\alpha_{PI}(\nu) + \alpha_{IP}(\nu)] + \alpha_{II}(\nu), \qquad (1)$$

каждая из которых обладает характерной зависимостью от концентрации:

$$\alpha_{PP}(\nu) \sim N_{CO}, \qquad \alpha_{PI}(\nu) \sim N_{CO}N_{Ar}, \qquad \alpha_{II}(\nu) \sim N_{CO}N_{Ar}. \qquad (2)$$

Первая компонента $\alpha_{PP}(\nu)$ соответствует автокорреляции постоянного дипольного момента CO; её интегральная интенсивность линейно зависит от концентрации CO, тогда как атомы Ar влияют лишь на уширение линий, но не на суммарную интенсивность поглощения. Компоненты $\alpha_{PI}(\nu)$ и $\alpha_{IP}(\nu)$ равны и описывают кросс-корреляцию постоянного и индуцированного диполей, а компонента $\alpha_{II}(\nu)$ — автокорреляцию индуцированного диполя; обе последних квадратично зависят от плотности (2). Такое

разложение позволяет рассчитать каждый вклад независимо и определить, какой из них доминирует в различных диапазонах давлений.

Вклад кросс-корреляции постоянного и индуцированного диполей ($IP + PI$) рассчитан как в чисто классическом приближении, так и с применением реквантизации вращательного движения CO. Классический расчёт даёт гладкую огибающую с максимумом в области R–ветви CO (55–60 см$^{-1}$) — красная сплошная кривая на рис. 1. Реквантизация накладывает на эту огибающую дискретную вращательную структуру (синяя сплошная кривая, см. рис. 1), восстанавливая линии, отвечающие квантованным вращательным переходам CO. Индуцированный дипольный момент системы «атом–линейная молекула» может быть разложен по сферическим гармоникам [6]:

$$\mu_{\nu}^{ind}\left(\hat{r},\hat{R}\right) = \frac{4\pi}{\sqrt{3}}\sum_{L\lambda} A_{L\lambda}\,(R) Y_{L\lambda}^{\lambda\nu}\left(\hat{r},\hat{R}\right), \qquad (3)$$

где $A_{L\lambda}$ – радиальные коэффициенты разложения, угловая часть $\mathrm{Y}_{\mathrm{L\lambda}}^{\lambda\nu}\left(\hat{\mathrm{r}},\hat{\mathrm{R}}\right)$ описывает ориентацию молекулы CO ($\hat{\mathrm{r}}$) и межмолекулярной оси ($\hat{\mathrm{R}}$). Параметр λ соответствует проекции индуцированного дипольного момента на ось CO, а L определяет общую угловую зависимость вклада. В классическом расчете (без реквантизации) компонента с чётными λ даёт отрицательный вклад в спектр (см. рис. 1, желтая кривая). Напротив, расчёт только с нечётными λ (см. рис. 1, фиолетовая пунктирная кривая) дает более интенсивный спектр, превышающий по величине полный расчет (с использованием всех λ). Таким образом, формирование интерференционного вклада определяется преимущественно нечётными слагаемыми в разложении индуцированного дипольного момента.

Расчёт автокорреляции постоянного диполя CO (компонента α_{PP}) основан на моделировании чередования двух режимов: столкновения, описываемого гамильтоновой динамикой, и свободного вращения CO между столкновениями. Длительность свободного пробега t является случайной величиной, подчиняющейся распределению Пуассона:

$$t = \frac{1}{\tau} exp(-\frac{t}{\tau}), \qquad (4)$$

где единственный подгоночный параметр τ — среднее время между столкновениями, определяющее эффективное давление в системе. Для каждой вращательной линии значение τ подбиралось так, чтобы воспроизводилась зависимость ширин вращательных переходов от вращательного квантового числа j [9]. Интегральная интенсивность нормируется для каждой линии отдельно, для того чтобы воспроизводилось распределение интенсивностей аналогичное HITRAN [10]. Полученный таким образом расчётный спектр α_{PP} аппроксимируется суммой профилей Ван Флека–Вайскопфа с учётом столкновительной связи линий в первом порядке разложения по давлению [11]:

$$f_i^{VVWLM}(\nu) = \frac{I_j}{\pi}\left(\frac{\nu}{\nu_0^j}\right)^2\left(\frac{\left(\Gamma_j + Y_j\cdot(\nu-\nu_0)\right)}{\Gamma_j^2+\left(\nu-\nu_0^j\right)^2} + \frac{\left(\Gamma_j - Y_j\cdot(\nu+\nu_0)\right)}{\Gamma_j^2+\left(\nu+\nu_0^j\right)^2}\right), \quad (5)$$

где I_j – интегральная интенсивность, ν_0^j – центральные частоты, Γ_j – полуширины, Y_j – параметр первого порядка интерференции линий. Затем континуум определяется как разность между полным расчётным спектром и модельной суммой в микроокнах прозрачности, расположенных между вращательными линиями CO. Такой подход обеспечивает прямое сопоставление с экспериментальным континуумом, поскольку та же операция выполняется и при обработке измеренных спектров [9, 12]. Выделенный таким способом расчётный континуум (рис. 2, синие точки) качественно и количественно согласуется с экспериментальным (рис. 2, серые точки и красная кривая). Сравнение с другими вкладами показывает, что при атмосферных давлениях континуум под вращательной полосой CO формируется именно динамикой постоянного диполя: индуцированный вклад $\alpha_{II}(\nu)$ имеет максимум при других частотах (рис. 2, розовая кривая), а кросс-корреляционный вклад $\alpha_{PI}(\nu) + \alpha_{IP}(\nu)$ по интегральной интенсивности примерно на порядок слабее.

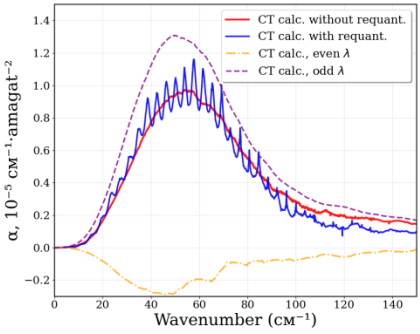


Рис. 1

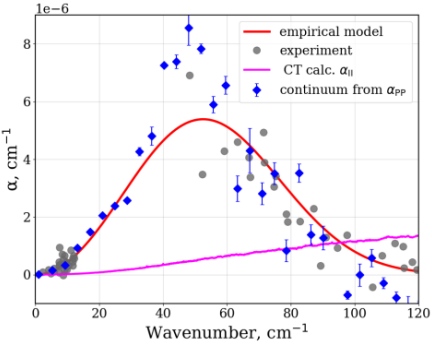


Рис. 2

При давлениях в десятки атмосфер соотношение вкладов различных компонент в суммарное поглощение существенно меняется. На рис. 3 (верхняя панель) показаны экспериментальные данные [13] при давлении 20 атм в сравнении с результатом траекторного расчёта $\alpha_{PP} + [\alpha_{PI}(\nu) + \alpha_{IP}(\nu)]$ (красная линия), однако этот вклад систематически занижает поглощение на правом крыле полосы. Добавление индуцированной составляющей α_{II} (нижняя панель, пунктирная линия) приводит к хорошему согласию с экспериментом во всей исследованной спектральной области. При дальнейшем повышении давления до 200 атм (см. рис. 4) приближение парных взаимодействий теряет количественную строгость, поэтому возможно лишь качественное сопоставление. Тем

не менее, сумма трёх рассчитанных компонент (1) качественно воспроизводит форму экспериментального спектра [13], включая положение S-пика в области 110 см$^{-1}$, который формируется преимущественно автокорреляцией индуцированного диполя (α_{II}). Таким образом, впервые на основе траекторного подхода с реквантизацией вращательного движения выполнено количественное разделение вкладов постоянного и индуцированного диполей в поглощение CO–Ar в дальнем ИК диапазоне. Показано, что при давлениях порядка атмосферного и ниже континуум под вращательной полосой CO формируется преимущественно динамикой постоянного диполя, тогда как вклад индуцированного диполя становится существенным при давлениях в десятки атмосфер и выше.

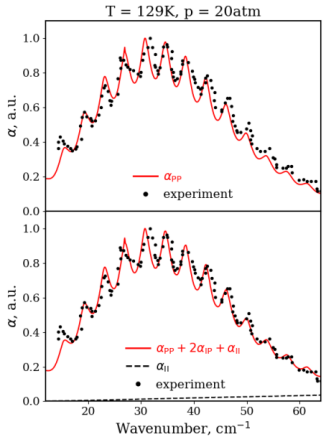


Рис. 3

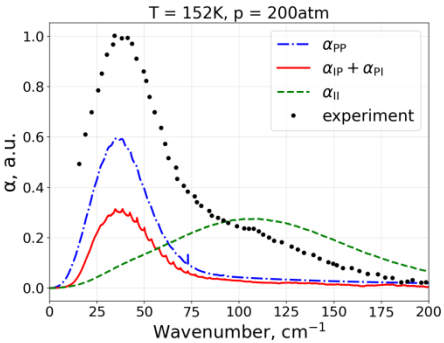


Рис. 4

Работа выполнена при поддержке РНФ (№ 25-77-10113).

[1] Chistikov D.N. et al. // J. Chem. Phys. 2019. Vol. 151. P. 194106.
[2] Galanina T.A. et al. // Phys. Chem. Chem. Phys. 2024. Vol. 26. P. 15032.
[3] Serov E.A. et al. // J. Quant. Spectrosc. Rad. Trans. 2024. Vol. 328. P. 109172.
[4] Koroleva A.O. et al. // J. Quant. Spectrosc. Rad. Trans. 2026. Vol. 353. P. 109841.
[5] Pederson T.B. et al. // Journal of chemical physics. 2002. Vol. 117, no. 14. P. 6562.
[6] Cacheiro J. et al. // Molecular Physics. 2008. Vol. 106, no. 07. P. 881.
[7] Hartman J. et al. // Physical Review A. 2013. Vol. 87. P. 013403.
[8] Tran H. et al. // J. Chem. Phys. 2017. Vol. 146. P. 194305.
[9] Koroleva A.O. et al. // Phys. Chem. Chem. Phys. 2025. Vol. 27. P. 13618.
[10] https://hitran.org/
[11] Rosenkranz P.W. // IEEE Trans. Antennas Propag. 1975. Vol. 23. P. 498.
[12] Serov E.A. et al. // J. Quant. Spectrosc. Rad. Trans. 2026. Vol. 361. P. 110006.
[13] Buontempo U. et al. // J. Chem. Phys. 1973. Vol. 27. P. 13618.

Секция «Общая физика»

Заседание секции проводилось 12 мая 2026 г.
Председатель – М.И. Бакунов, секретарь – Е.З. Грибова.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXX научной конференции по радиофизике

СЕКЦИЯ
«СТАТИСТИЧЕСКАЯ РАДИОФИЗИКА И МОБИЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ СВЯЗИ»

Председатель – А.А. Мальцев, секретарь – О.В. Болховская.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

РАЗРАБОТКА ЦИФРОВОГО ДЕКОДЕРА АНАЛОГОВОГО ТЕЛЕВИЗИОННОГО СИГНАЛА PAL-625 ПОЛУЧЕННОГО С БЕСПИЛОТНОГО ЛЕТАТЕЛЬНОГО АППАРАТА

А.А. Абрашин, В.В. Артемьев, М.Е. Галкин, М.М. Катков

ННГУ им. Н. И. Лобачевского

Актуальность

В современном мире, несмотря на глобальный переход к цифровому вещанию, аналоговая передача данных сохраняет первостепенное значение для ряда прикладных систем. Минимальные задержки, высокая надёжность и низкая стоимость реализации обуславливают востребованность данного подхода в таких критически важных сегментах, как FPV (First Person View) для управления беспилотными летательными аппаратами по радиоканалу «БПЛА–земля». Приём сигнала наземной станцией осложняется замираниями, доплеровскими искажениями и помехами, характерными для такого канала, а существующие серийные приёмники не обладают необходимой гибкостью для их компенсации при высокой аппаратной стоимости [1]. Аналоги цифровых декодеров, например библиотеки libdvbpsi, ffmpeg предъявляют требования к стабильности сигнала и высокому отношению сигнал/шум в сочетании с высокой вычислительной сложностью, и, как следствие, не подходят для работы в условиях динамического канала «БПЛА-земля». Малоизученным аспектом остается разработка оптимизированных алгоритмов, специально предназначенных для устойчивого обнаружения и восстановления видеокадров в зашумлённом канале с возможностью реализации на недорогой элементной базе (SDR-модули, одноплатные компьютеры). Решение задачи позволит создавать экономичные наземные станции, расширяя функционал парка аналоговых БПЛА.

Постановка задачи

В канале передачи данных «БПЛА-земля» передается аналоговый телевизионный сигнал PAL-625 формата с борта FPV-дрона [2]. Структура сигнала определена стандартами и состоит из следующих компонентов:

$$s(t) = Y(t) + C(t) + S(t), \quad (1)$$

s(t) – полный телевизионный композитный сигнал, Y(t) – сигнал яркости, C(t) – модулированный сигнал цветности, S(t) – синхронизирующие импульсы.

Структура канала связи:

$$r(t) = h(t)s(t) + n(t), \quad (2)$$

h(t) – коэффициент передачи канала, n(t) – аддитивный белый гауссовский шум, r(t) – принятый видеосигнал.

В процессе распространения по радиоканалу передаваемый сигнал s(t) подвергается аддитивному шумовому воздействию n(t) и мультипликативным искажениям h(t), проявляющимся в форме быстрых и медленных замираний [3]. Указанные факторы вызывают падение отношения сигнал/шум, а также существенное ухудшение качества видеоданных на входе приёмника, что делает проблематичным их устойчивое декодирование и декодирование. Дополнительным фактором искажений выступает движение БПЛА, порождающее доплеровский сдвиг частоты. В совокупности с нестабильностью

ВЧ-генератора передатчика это приводит к возникновению частотного смещения принимаемого видеосигнала, которое также подлежит оценке и компенсации на стороне наземной станции [4]. С учетом влияния всех этих компонентов можно переписать формулу (2) более подробно:

$$r(t) = A(t)s\big(t - \tau(t)\big) + n(t), \quad (3)$$

A(t) – случайный процесс, описывающий амплитудные замирания, τ(t) – случайная переменная задержки, n(t) – аддитивный белый гауссовский шум.

Результаты работы цифрового декодера

Полная структура декодера состоит из совмещенных цифровых блоков неадаптивного и адаптивного режима. Адаптивный режим используется для восстановления изображения, мощность которого по отношению к собственному шуму (далее SNR) превышает 10 дБ. В таком случае изображение восстанавливается с достаточно высокой точностью, благодаря устойчивости алгоритма к дрейфу частоты или доплеровским смещениям. Наблюдаем практически нулевой процент потери строк при SNR > 12 дБ, но сильное падение при значениях ниже (см. табл. 1).

Табл. 1

SNR (dB)	Sync Loss Rate, %	
	hsync	vsync
12	0	0
10	15	0
8	18	0
6	25	5
4	39	10
2	48	15

Неадаптивный режим подходит для обработки сигналов, у которых SNR < 8 – 10 дБ. Такой режим наиболее эффективен при большом значении мощности шума относительно сигнала и позволяет слепо детектировать синхроимпульсы, даже если их там нет.

Для успешной работы цифрового декодера для всех приемлемых значений SNR совместное использование двух режимов дает наилучшие значения потерянных синхроимпульсов в зависимости от SNR (см. табл. 2).

Табл. 2

SNR (dB)	Sync Loss Rate, %	
	hsync	vsync
12	3	0
10	10	0
8	14	0
6	19	0
4	25	0
2	38	5

Помимо совместного использования адаптивного и неадаптивного режимов, в зависимости от SNR был введены 3 режима работы такой системы. Когда SNR > 12 дБ, работа адаптивного и неадаптивного режимов чередуются. Это позволяет снизить время обработки полученного сигнала. Когда 4 < SNR < 10 дБ, основным режимом становится неадаптивный, а адаптивный корректирует его, если удалось обнаружить

синхроимпульс. Если SNR < 4 дБ, адаптивный режим практически не работает и лишь изредка способен корректировать неадаптивный режим.

Заключение

Алгоритм обработки принимаемого аналогового видеосигнала с дрона достаточно прост в понимании, но сложен в программной реализации. Необходимо одновременно обрабатывать слабый по мощности сигнал с минимальными временными затратами, формировать стабильное изображение и при этом поддерживать конкурентоспособность с аналоговыми демодуляторами. Разработанный адаптивный алгоритм работы цифрового декодера является прототипом — одной из возможных реализаций модуля обработки аналогового видеосигнала, обладающей исключительным подходом к поиску сигнала и формированию кадров. На основе практических данных алгоритм показал неплохие результаты работы в критически малых значениях SNR < 7 дБ, которые являются минимальным порогом для качественной работы большинства аналоговых видеоприемников.

[1] Кловский Д.Д. Теория электрической связи. – Москва: Радио и связь, 1999.
[2] Соколов В.В., Соколов А.В. Приём и обработка изображений. Телевизионные стандарты: учебное пособие. – Москва: Горячая линия–Телеком, 2014, 272 с.
[3] Джакония В.Е., Гоголь А.А., Друзин Ю.В. и др. Телевидение: учебник для вузов // Под ред. В.Е. Джаконии. – 5-е изд., перераб. – Москва: Горячая линия–Телеком, 2017, 1008 с.
[4] Гоноровский И.С. Радиотехнические цепи и сигналы: учебник для вузов. – 5-е изд., перераб. и доп. – Москва: Дрофа, 2006, 719 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ УСТОЙЧИВОСТИ ИДЕНТИФИКАЦИИ ПРЕАМБУЛЫ В ПРОЦЕДУРЕ RACH В СПУТНИКОВЫХ СИСТЕМАХ СВЯЗИ К ШУМУ И ЧАСТОТНОМУ СДВИГУ

Н.С. Бугаков, Ю.Е. Чуманкин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Для открытия сеанса передачи данных в спутниковых системах связи, основанных на стандарте 5G NTN [1], предполагается процедура случайного доступа (RACH), в рамках которой приемная аппаратура космического аппарата (КА) выполняет идентификацию пользователя. Идентификация выполняется на основе выделения специального сигнала, передаваемого абонентским терминалом (АТ). При распространении сигнал претерпевает значительные искажения, выражающиеся в значительном ухудшении отношения сигнал/шум (ОСШ), частотном и временном смещении. В работе исследована устойчивость идентификации сигнала пользователя к искажениям, возникающих в канале распространения, после полной предкомпенсации временной и частотной задержек, рассчитанных на основе данных местоположения АТ по ГНСС и КА по TLE [2].

Конфигурация преамбулы

В работе моделируется процедура случайного доступа RACH на основе последовательности Задоффа–Чу (ЗЧ) [3], обеспечивающей высокую точность обнаружения сигнала. В модели канала учитываются временная задержка распространения сигнала, соответствующая расстоянию между КА и АТ, аддитивный белый гауссов шум, доплеровское смещение частоты, а также ошибка оценки местоположения КА и АТ, приводящая к дополнительному временному смещению сигнала и ухудшению синхронизации при корреляционной обработке. Перед корреляционной обработкой выполняется полосовая фильтрация принятого сигнала, что соответствует реальной системе связи и позволяет исключить внеполосный шум. Обнаружение преамбулы осуществляется с использованием быстрой корреляции принятого сигнала с эталонной последовательностью. Для каждой преамбулы задаётся собственное окно поиска корреляционного пика. Обнаружение считается успешным, если максимальный пик превышает установленный порог и находится внутри соответствующего окна поиска. В противном случае фиксируется ошибка обнаружения преамбулы. В модели приняты параметры: длина последовательности ЗЧ L_{RA} = 139, шаг циклического сдвига N_{cs} = 27, возможно число индексов преамбулы v = 5, межподнесущий интервал Δf = 120 кГц, частота дискретизации F_d = 120 МГц [4].

Единичный эксперимент

Для проверки работоспособности разработанной модели был выполнен единичный эксперимент по обнаружению преамбулы RACH в условиях искажений канала распространения. В эксперименте использовалась следующие параметры моделирования: ОСШ — 5 дБ, дальность между КА и АТ — 1000 км, ошибка оценки местоположения — 250 м, доплеровское смещение частоты — 1 кГц.

Рисунок 1 иллюстрирует эталонный сигнал преамбулы RACH, после преобразования во временную область.



Рис. 1

Рисунок 2 иллюстрируют принимаемый сигнал после добавления временной задержки и шумовых воздействий после полосовой фильтрации.



Рис. 2

На рисунке 3 показана корреляционная функция с выраженным максимумом, соответствующим переданной преамбуле. Амплитуда корреляционного пика превышает установленный порог обнаружения, а положение максимума находится внутри допустимого окна поиска. На основании этого принимается решение об успешном обнаружении преамбулы и корректном выполнении процедуры RACH.

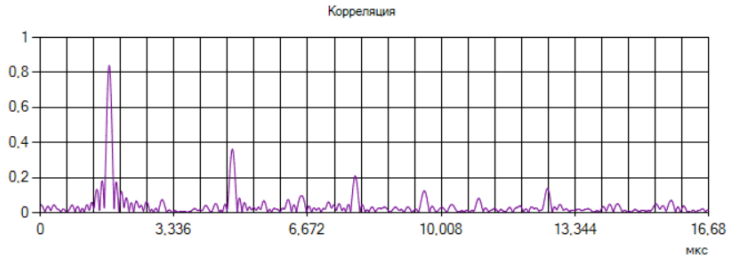


Рис. 3

Множественный эксперимент

Для оценки устойчивости процедуры случайного доступа RACH была проведена серия множественных экспериментов. Исследование выполнялось путем моделирования с многократным повторением процедуры передачи и обнаружения преамбулы при различных параметрах канала связи.

В первом эксперименте (рис. 4) анализировалось влияние ошибки оценки местоположения АТ. Процедура устойчиво выполняется при ошибках в диапазоне ±497 м, за этими пределами пик выходит за окно детектирования — процедура завершается неудачей.



Рис. 4

Во втором эксперименте (рис. 5) исследовалась зависимость вероятности успешного обнаружения преамбулы от ОСШ. Полученные результаты позволяют определить, что однозначное выполнение процедуры RACH достигается при значении ОСШ не менее -6 дБ.

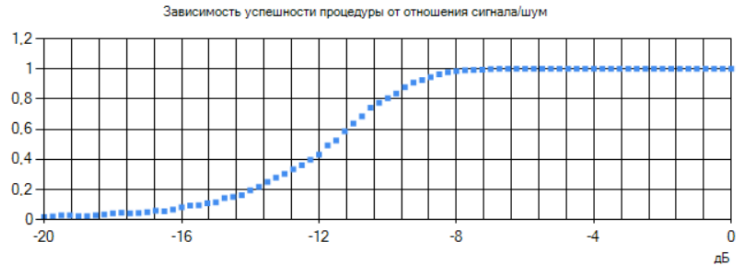


Рис. 5

В третьем эксперименте (рис. 6) исследовалось влияние доплеровского смещения частоты на корректность обнаружения сигнала. Изменение частоты приводит к появлению ложных пиков, а также ухудшению вероятности обнаружения. Процедура успешно выполняется в диапазоне ±29 кГц.



Рис. 6

Заключение

В работе выполнено моделирование процедуры случайного доступа RACH в спутниковой системе связи стандарта 5G NTN. Реализовано формирование преамбулы и алгоритм корреляционного обнаружения сигнала. В модели учтены основные факторы канала распространения: аддитивный белый гауссов шум, доплеровское смещение частоты, временная задержка сигнала и ошибка оценки местоположения абонентского терминала. В результате проведённых экспериментов исследовано влияние ОСШ, доплеровского смещения и ошибки местоположения на вероятность успешного обнаружения преамбулы. Показано, что при выбранной конфигурации процедура RACH выполняется при ОСШ не менее -6 дБ, ошибке местоположения не более ±497 м и доплеровском смещении в пределах ±29 кГц. Полученные результаты подтверждают работоспособность разработанной модели и возможность её применения для дальнейшего исследования методов повышения устойчивости спутниковых систем связи стандарта 5G NTN.

[1] 3GPP TR 38.821 V16.2.0 (2023-03) Solutions for NR to support non-terrestrial networks (NTN) (Release 16). – 3GPP, 2023. – 156 с.
[2] Maral G., Bousquet M. Satellite Communications Systems: Systems, Techniques and Technology. – 6th ed. – Wiley, 2020. – 784 с.
[3] 3GPP TS 38.211 V19.1.0 (2025-09) Physical channels and modulation (Release 19). – 3GPP, 2025. – 236 с.
[4] 3GPP TS 38.213 V19.1.0 (2025-09) Physical layer procedures for control (Release 19). – 3GPP, 2025. – 289 с.
[5] Vallado D. A. Fundamentals of Astrodynamics and Applications. – 4th ed. – Microcosm Press, 2013. – 1115 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТОЧНОСТИ АЛГОРИТМА ОПРЕДЕЛЕНИЯ МЕСТОПОЛОЖЕНИЯ АБОНЕНТСКОГО ТЕРМИНАЛА СЕТИ 5G NTN В УСЛОВИЯХ АПРИОРНОЙ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ ЧАСТОТНОГО СДВИГА СИГНАЛА

Е.М. Дворова, Ю.Е. Чуманкин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Спутниковые системы связи на низкой околоземной орбите рассматриваются как перспективное решение для обеспечения глобального покрытия в рамках стандарта 3GPP [1]. Однако высокая скорость движения спутников (порядка 7,5 км/с на высоте 1000 км) приводит к значительным доплеровским смещениям частоты — до 720 кГц на несущей 30 ГГц, — а также к большой неопределённости в задержке распространения сигнала. Оба эффекта существенно осложняют процедуру начального доступа абонентского терминала (АТ) к спутнику.

В данной работе реализован метод временно-частотной предкомпенсации на основе итерационного алгоритма наименьших квадратов (МНК), предложенного в [2]. Метод позволяет АТ без использования глобальной навигационной спутниковой системы (ГНСС) оценить своё местоположение, смещение несущего гетеродина и вычислить поправки для компенсации доплеровского сдвига и времени (ТА) перед передачей преамбулы.

Описание метода

Алгоритм основан на измерении доплеровских сдвигов принимаемых от нескольких спутников сигналов синхронизационного блока. Вектор оцениваемых параметров включает азимутальный угол θ, полярный угол φ и смещение локального осциллятора абонентского терминала f_{lo}.

Оптимизационная задача формулируется как минимизация суммы квадратов отклонений между измеренными и предсказанными частотными смещениями от S спутников [2, ур. 24]. Решение находится итерационным МНК (алгоритм 1 из [2]): на каждом шаге вычисляется матрица Якоби частных производных функции доплеровского сдвига по оцениваемым параметрам, после чего выполняется поправка вектора параметров по формуле:

$$\Delta\mu = (J^{\mathrm{T}}J)^{-1}J^{\mathrm{T}}\Delta f \ [2, \text{ур. } 33]\,. \tag{1}$$

Итерации прекращаются при выполнении критерия сходимости $||\Delta\mu|| < \sigma$.

По найденным координатам АТ вычисляется оценка времени упреждения:

$$T^{AT} = \frac{2d}{c}, \tag{2}$$

где d — расстояние до целевого спутника, и предкомпенсация частоты восходящей линии

$$\hat{f}_{up} = f_{down} - 2\hat{f}_{lo} \ [2, \text{ур. } 34]. \tag{3}$$

Условия моделирования

Моделирование выполнено для набора из 20 орбит, на каждой по 15 спутников на высоте 1000 км с наклонением 53°. Несущая частота — 27 ГГц. Для каждого из 500 абонентских устройств, расположенных случайно на поверхности Земли, выбирались 8 ближайших спутников с углом восхождения не менее 5°. Смещение гетеродина АТ распределено равномерно в диапазоне $[0; 5\cdot10^{-7}]\cdot f_s$, где f_s — несущая частота спутника, что соответствует до 13,5 кГц на частоте 27 ГГц [2]. Погрешность измерения доплеровского смещения моделировалась как равномерный шум с различными максимальными амплитудами — от 0 до ±5000 Гц.

Результаты моделирования

На рис. 1–3 представлены кумулятивные функции распределения (CDF) трёх ключевых метрик при различных уровнях шума измерения частоты: от 0 до ±5000 Гц.

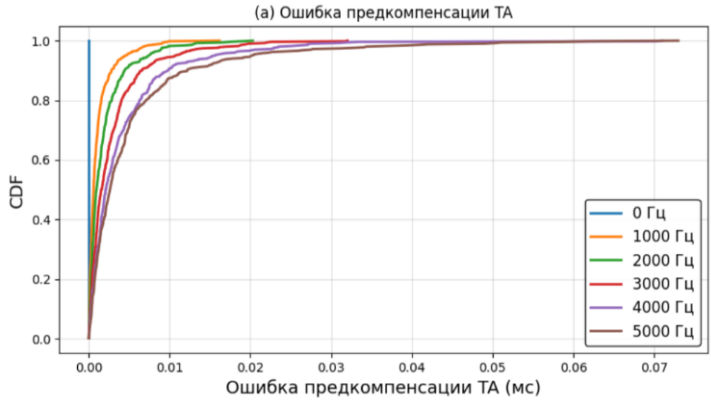


Рис. 1

Рис. 1 демонстрирует ошибку предкомпенсации TA. При нулевой погрешности измерения все 500 абонентских терминалов укладываются в диапазон менее 0,02 мс, что значительно меньше границы ±0,1 мс, достигнутой авторами исходной работы [2] при погрешности ±1,2 кГц, и тем более допустимого предела ~±1 мс, определённого командой TAC в протоколе 5G NR [1]. При максимальном исследованной погрешности ±5000 Гц медиана ошибки TA не превышает 0,03 мс, а 100% абонентов остаются в допустимом диапазоне. Таким образом, ни при каком из исследованных уровней шума измерений не наблюдается выхода ошибки за критический порог.

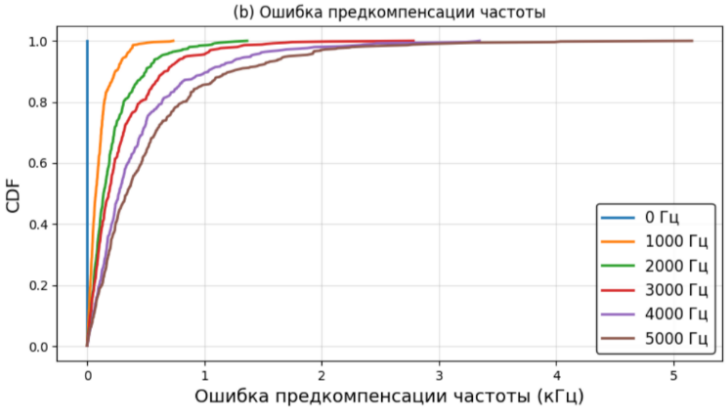


Рис. 2

Рис. 2 показывает ошибку предкомпенсации несущей частоты. Критическая граница — половина интервала поднесущих PRACH (SCS/2 = 15 кГц при SCS = 30 кГц), превышение которой нарушает ортогональность поднесущих и приводит к сбою детектора преамбулы. Граница 3,7 кГц соответствует 99,865-процентилю, достигнутому авторами [2] при шуме измерений ±1,2 кГц. Во всех исследованных конфигурациях — от нулевой ошибки измерения до ±5000 Гц — 100% абонентских терминалов не превышают порог 15 кГц, а при ±1000 Гц 100% АТ также укладываются в границу 3,7 кГц.

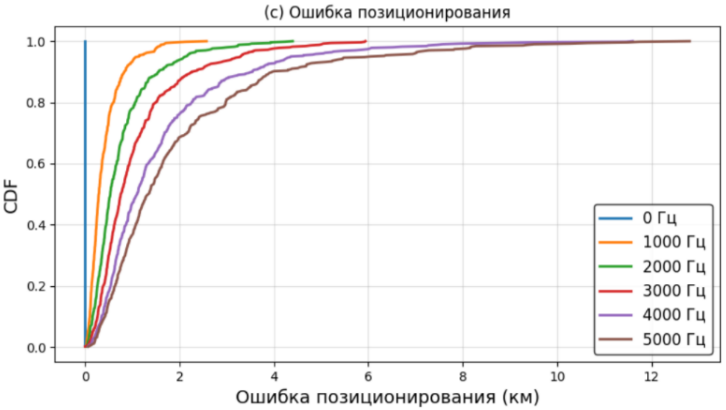


Рис. 3

Рис. 3 иллюстрирует точность позиционирования. При погрешности измерений ±1000 Гц медианная ошибка составляет менее 0,3 км, максимальная — около 2,5 км. При погрешности ±5000 Гц медиана возрастает до ~1,3 км, максимальная ошибка — до ~12,8 км. Полученные результаты сопоставимы с результатами из [2] (диапазон 0,007–

30 км при шуме ±1,2 кГц и частоте 27 ГГц). Полученные результаты в целом сопоставимы с этими значениями, а при близких уровнях шума несколько превосходят их.

Заключение

Реализован и исследован метод временно-частотной предкомпенсации для спутниковых сетей на низкой околоземной орбите без использования ГНСС. Показано, что при уровне шума измерения частоты до ±5000 Гц алгоритм обеспечивает ошибку предкомпенсации ТА менее 0,1 мс и остаточный частотный сдвиг менее 15 кГц для 100% абонентов.

Исследование проводилось в условиях, частично отличающихся от условий статьи [2]. С одной стороны, диапазон шума измерения доплеровского сдвига расширен до ±5000 Гц против фиксированного значения ±1,2 кГц в [2], что является более жёстким условием с точки зрения точности входных измерений. Также в данной работе используются спутники с углами восхождения в диапазоне (5°; 90°), тогда как в [2] диапазон углов [20°; 70°]. Низкие углы восхождения усложняют геометрию задачи.

С другой стороны, в работе для каждого АТ используются измерения от 8 спутников, тогда как в [2] — от 3. Большее число спутников улучшает обусловленность матрицы и повышает переопределённость задачи МНК, что облегчает сходимость алгоритма.

В [2] варьируется несущая частота (6, 20, 27, 37 ГГц) при фиксированном шуме измерений, в данной работе — уровень шума при фиксированной несущей частоте 27 ГГц. Это позволяет оценить робастность алгоритма к точности измерений, что в статье явно не исследовалось.

[1] 3GPP TR 38.821, "Solutions for NR to support non-terrestrial networks (NTN) (Release 16)", v16.1.0, 2021.
[2] Zhu J., Sun Y. and Peng M., "Timing Advance Estimation in Low Earth Orbit Satellite Networks." // IEEE Transactions on Vehicular Technology. March 2024. Vol. 73, no. 3. P. 4366 , doi: 10.1109/TVT.2023.3325328.
[3] 3GPP TS 38.211, "NR; Physical channels and modulation (Release 17)", v17.4.0, 2022.

ИССЛЕДОВАНИЕ СТАТИСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ОЦЕНОК УГЛА ПРИХОДА СИГНАЛА В ЛИНЕЙНЫХ АНТЕННЫХ РЕШЕТКАХ В ОБЛАСТИ НИЗКИХ ЗНАЧЕНИЙ ОСШ

О.В. Болховская, М.А. Исайкина, А.А. Мальцев

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Актуальность темы исследования

Проблема точной оценки угла прихода сигнала (определения направления на источник сигнала, находящийся в дальней зоне) при низких значениях отношения сигнал/шум и ограниченном объеме выборки является актуальной задачей для радиолокации, радионавигации, современных систем мобильной радиосвязи, спутниковых систем связи, гидроакустики, радиоастрономии и сейсмологии. В настоящее время задача оценки угла прихода сигнала, как правило, решается путём обработки выходных сигналов многоэлементных антенных решёток, при этом в качестве моделей полезного сигнала используются как детерминированные, так и случайные модели, а алгоритмы оценивания угла прихода реализуются на основе максимально правдоподобного (МП) метода[1], [2]. Результаты многих других исследований показали, что при малых значениях отношения сигнал/шум (меньших некоторых пороговых величин отношения сигнал-шум ($SNR<SNR_{th}$)) возникают аномально большие ошибки максимально правдоподобных оценок, дисперсии которых существенно превышают границы Крамера-Рао (CRB) [3].

В представленной работе решается задача подробного исследования свойств МП оценок углов прихода детерминированных полезных сигналов в многоэлементных линейных АР. Исследование проводится путем нахождения плотностей вероятностей МП оценок угла прихода сигнала для различного числа антенных элементов (АЭ) приемной антенной решетки (АР) при фиксированных ОСШ. Так же оцениваются интервальные оценки и доверительные вероятности попадания в эти интервалы истинных значений угла прихода полезного сигнала при разном числе АЭ.

Постановка задачи

В работе рассматривается задача оценки угла прихода узкополосного сигнала от источника, находящегося в дальней зоне, на линейную эквидистантную антенную решётку, состоящую из M элементов с межэлементным расстоянием d. Принимаемый сигнал на элементах решётки в момент времени n описывается моделью:

$$\boldsymbol{x}[n] = a[n]\boldsymbol{s}(\theta) + \boldsymbol{\xi}[n], n = 1, \dots, N, \quad (1)$$

где $\mathbf{x}[n]=(x_1[n],\dots,x_M[n])^T$– вектор наблюдений на M элементах АР. Полезный сигнал $a[n]$, передаваемый источником излучения в данной работе, моделируется как стационарный комплексный гауссовский процесс с независимыми отсчетами, нулевым средним и дисперсией σ_a^2. Вектор-фазор $\mathbf{s}(\theta)$ описывает волновой фронт полезного сигнала, приходящего с направления θ, и в общем случае может быть записан в виде

$$\boldsymbol{s}(\theta) = [e^{j\varphi_1}, \dots, e^{j\varphi_M}]^T. \quad (2)$$

Компоненты вектора $\xi[n]=(\xi_1[n],\ldots,\xi_M[n])^T$ описывают собственные шумы в элементах антенны и являются отсчетами аддитивного белого комплексного гауссовского шума (АБГШ) с нулевыми средними значениями и ковариационной матрицей $\sigma^2\mathbf{I}_M$, N – объем выборки. В частном случае линейной эквидистантной антенной решетки с M элементами и с расстоянием между элементами d фазовый набег на m-м антенном элементе определяется как

$$\varphi_m = \varphi_1 + \frac{2\pi d}{\lambda}(m-1)sin\theta, m = 2,\ldots,M, \quad (3)$$

где λ – длина волны, φ_1 – произвольная начальная фаза.

Итеративный алгоритм

Для нахождения максимально правдоподобной (МП) оценки угла прихода в настоящей работе используется эффективный итеративный алгоритм, основанный на дискретном преобразовании Фурье (ДПФ) [4]. Основная идея состоит в том, чтобы не перебирать все возможные углы прихода полезного сигнала с мелким шагом (что требует больших вычислительных затрат), а быстро «приблизиться» к истинному значению, используя процедуру последовательного уменьшения угла сканирования вблизи максимума мощности принимаемого сигнала, найденного на предыдущем шаге.

Выбор данного алгоритма обусловлен достаточно низкой вычислительной сложностью. Полный перебор всех $K=M\cdot ovs$ (здесь *ovs* — коэффициент пересэмплирования, от которого зависит точность оценки.*)* столбцов требует K вычислений мощности принимаемого сигнала. Итеративный алгоритм выполняет $K/(ovs/2)=2M$ вычислений на этапе 1 и $3\cdot\log2(ovs)$ вычислений на этапе 2. Таким образом, общая сложность составляет $O(M+\log2(ovs))$ вместо $O(M\cdot ovs)$. В случае многоэлементных антенных решеток с большим числом пересэмплирования и большим числом экспериментов данное упрощение играет большую роль.

Результаты моделирования

Для моделирования была выбрана эквидистантная линейная антенная решетка с M=4, 8, 16 и 32 элементами и расстоянием между элементами $d=\lambda/2$. Число выборок N принимаемого сигнала бралось равным 32.

В ходе моделирования определялось пороговое значение ОСШ (SNR_{th}), при котором СКО оценки угла прихода сигнала превышает теоретическую границу Крамера-Рао на 10% [5]. Для исследования плотностей вероятности при разных M ОСШ выбиралось постоянным и равным пороговому ОСШ при M=32, SNR_{th}=-9.9 дБ.

Детальное исследование поведения плотностей вероятности оценок угла прихода при SNR=-9.9 дБ и различных M показано на рис. 1.

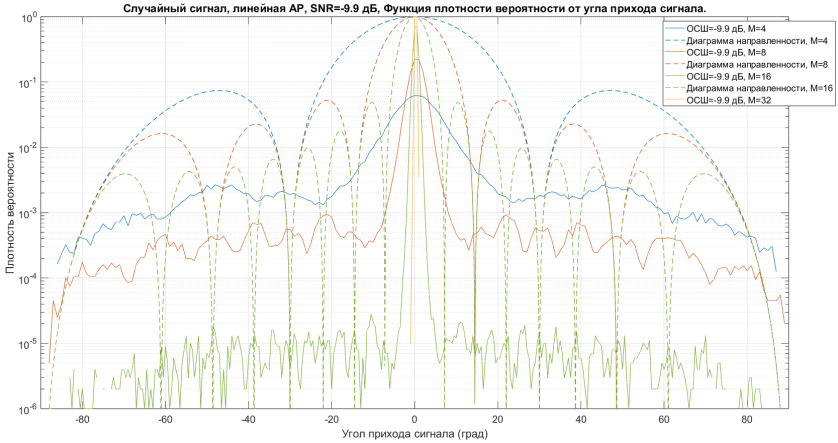


Рис. 1

В настоящей работе в качестве доверительного интервала была выбран угловой интервал по уровню половинной мощности (HPBW) диаграммы направленности антенной решетки. Для каждого случая M вычислялся свой уровень HPBW. В таблице ниже приведены доверительные интервалы для каждой из исследуемых M и пороговые ОСШ.

Табл.

M	4	8	16	32
SNR_{th}, [дБ]	-3.5	-5.6	-7.8	-9.9
α_{HPBW}	[-13.2, 13.2]	[-6.4, 6.4]	[-3.2, 3,2]	[-1.6, 1,6]

Путем подробных симуляций для всего рассматриваемого диапазона SNR были рассчитаны вероятности P_{OUT} аномально больших ошибок МП оценок, попадающих вне выбранного доверительного интервала, для всех изучаемых M элементов (см. рис. 2).

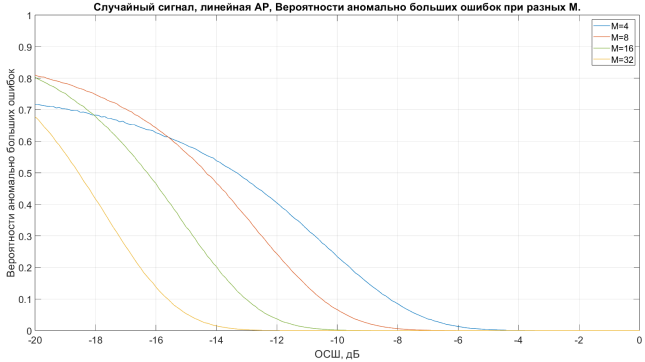


Рис. 2

Вывод

В данной работе показано, что гауссовская аппроксимация плотности вероятности МП оценки является приемлемой только вблизи порогового значения SNR_{th}, поэтому СКО метрики перестают быть информативными для определения точности МП оценок AoA. Используя развитую методику нахождения интервальных оценок AoA совместно с простым методом нахождения пороговых значений отношений сигнал/шум, предложенном в [5] легко найти точности МП оценок в области низких значений SNR для АР с произвольным числом элементов M и при произвольных объемах выборок N.

[1] Athley F. “Threshold region performance of maximum likelihood direction of arrival estimators.” // IEEE Trans. Signal Process. Apr. 2005. Vol. 53, no. 4. P.1359.
[2] Renaux A., Foster P., Chaumette E. and Larzabal P. “On the High-SNR Conditional Maximum-Likelihood Estimator Full Statistical Characterization.” // IEEE Trans. on Signal Process. 2006. Vol. 54, no. 12. P. 4840.
[3] Kay S. Fundamentals of Statistical Signal Processing: Detection Theory. 2008. Vol. 2, Upper Saddle River, – New Jersey, USA: Prentice Hall.
[4] Bolkhovskaya O., Maltsev A., Sergeev V., Keusgen W. and Peter M, “Investigation of theoretical limits for unconditional AoA estimations in multi-element antenna arrays by simulations,” in 2020 IEEE Int. Conf. on Ind. Tech. (ICIT), Buenos Aires, Argentinap, Feb 26-28, 2020, pp. 663–668. doi:10.1109/ICIT45562.2020.9067150
[5] Bolkhovskaya O., Katkov M., Sergeev V. and Maltsev A., "Zones of Antenna Array Parameters for Efficient Signal Angle-of-Arrival Estimation," 2025 Wave Electronics and its Application in Information and Telecommunication Systems (WECONF), St. Petersburg, Russian Federation, 2025, pp. 1-5, doi: 10.1109/WECONF65186.2025.11017241.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДА ФАЗОВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ДЛЯ НАВИГАЦИОННЫХ СИГНАЛОВ

Е.А. Ивина, П.Е. Овчинников

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В работе рассматривается задача фазовых измерений на многоантенных системах для сигналов навигационных систем. Предлагается метод измерения разности фаз сигналов, принятых отдельными антеннами. Исследуется метод определения направления на источник навигационного радиосигнала. Приводятся результаты экспериментов для двух антенных элементов.

Метод фазовых измерений

В данной работе предлагается метод определения направления на спутник с использованием фазовых измерений на многоантенных системах для сигналов навигационных систем. Метод основан на измерении разницы фаз между сигналами, полученными разными элементами антенной решетки. Каждая из этих антенн принимает навигационный радиосигнал от спутника независимо. Так как антенны расположены на некотором расстоянии друг от друга, время приема сигнала будет различаться. А следовательно разность фаз спутникового сигнала на двух антенных элементах будет ненулевой и будет зависеть от расстояния между антенными элементами и местоположения спутника. Измерив разность фаз между сигналами антенн, можно вычислить направление на источник навигационного радиосигнала.

Навигационный сигнал принимается на фоне шумов, помех и других сигналов. Мощность этих мешающих воздействий в сотни и более раз превышает мощность самого навигационного сигнала. В этих условиях наиболее эффективным является корреляционный прием. Приемник создает локальную копию сигнала на основе его математической модели, а затем подстраивает параметры этой копии до максимального совпадения (корреляции). Когда параметры определены, считается, что произведен захват сигнала спутника.

Рассмотрим ситуацию, когда захват сигнала от одного спутника произведен на двух антеннах в составе АФАР. Первая антенна принимает сигнал

$$S1(t) = \mathrm{A} * \exp\big(i(\omega t_1 + \varphi)\big), \qquad (1)$$

где:

A – амплитуда сигнала;

i мнимая единица;

ω круговая частота;

t_1 время, за которое сигнал со спутника дошел до первой антенны;

φ начальная фаза пришедшего сигнала.

Вторая антенна тот же сигнал, но со сдвигом:

$$\mathrm{S2(t)} = \mathrm{A} * \exp(\mathrm{i}(\omega(\mathrm{t}_1 + \mathrm{t}_0) + \varphi)) = \mathrm{A} * \exp(\mathrm{i}(\omega \mathrm{t}_1 + \varphi + \beta)), \qquad (2)$$

где:

$t_1 + t_0$ время, за которое сигнал со спутника дошел до второй антенны;

β разность фаз принятого сигнала на двух антеннах.

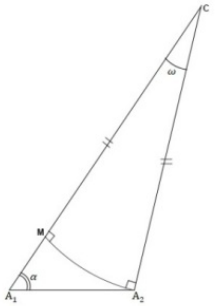
Выполнив умножение сигнала S_1 на комплексное сопряжение сигнала S_2, можно получить выражение, содержащее разность фаз в явном виде:

$$S_1(t) * S_2^*(t) = A^2 * \exp(i\,\beta). \quad (3)$$

Тогда можно вычислить разность фаз:

$$\beta = \operatorname{atan}\left(\frac{A^2*\sin(\beta)}{A^2*\cos(\beta)}\right) = \operatorname{atan}\left(\frac{\operatorname{Im}(A^2*\exp(i\,\beta))}{\operatorname{Re}(A^2*\exp(i\,\beta))}\right) = \operatorname{atan}\left(\frac{\operatorname{Im}(S1(t)*S2(t)^*(t))}{\operatorname{Re}(S1(t)*S2(t)^*(t))}\right). \quad (4)$$

Найдем связь между разностью фаз β и направлением на спутник. На рисунке схематично представлено положение спутника C и двух антенных элементов A_1 и A_2.



Направлением на спутник будем называть угол α между горизонтом и отрезком, соединяющим спутник с первой антенной A_1. Таким образом с помощью двух антенн можно определить направление на спутник в плоскости A_1A_2C, т.е. только в двумерном пространстве. Расстояние A_1A_2 порядка нескольких десятков сантиметров. Расстояния A_1C и A_2C около 20000 км. Очевидно, что угол ω мал. Тогда $\angle CMA2 = \angle CA2M = \frac{\pi}{2}$. . Рассмотрим ΔMA_2A_1

$$A_1A_2 * \cos(\alpha) = \frac{c}{\nu}\frac{\beta}{2\pi}, \quad (5)$$

где:

c – скорость света;

νчастота сигнала.

Так как мы рассматриваем физическую задачу, то $0 < \alpha < 2\pi$. Следовательно, угол α можно однозначно определить, зная угол β. А значит, измерив разницу фаз сигнала на двух антенных элементах можно определить направление на спутник в рассматриваемой плоскости.

Условия эксперимента

В исследованиях было решено использовать сигнал системы GPS [1] в диапазоне L1 гражданского типа, как наиболее доступный для исследований.

В ходе эксперимента используются следующие устройства:

- устройство SDR-LW B210, способное одновременно обрабатывать два независимых радиосигнала;
- 2 активные антенны GPS;

- ПК.

Две антенны были закреплены на стенде так, чтобы отрезок, соединяющий 2 антенны, был параллелен Земле. Таким образом, измеряемый угол будет являться углом восхождения. Стенд позволяет изменять расстояние между антеннами. Антенны были подключены к устройству SDR, устройство SDR – к ПК.

Для приема навигационного радиосигнала была выбрана среда разработки GNU Radio [2]. В ней была сконструирована программа с использованием блоков собственной разработки (Out-of-Tree), реализованных на языке C++ и предназначенных для:

- генерации уникальных кодов выбранного спутника;
- обнаружения и сопровождения сигнала выбранного спутника;
- расшифровки навигационного сообщения;
- нахождения разницы фаз β в принятом двумя разными антеннами сигнале по формуле (4);
- последующие вычисление направления на спутник α по формуле (5).

Для проверки результата была выбрана программа GPredict [3]. Программа позволяет загрузить эфемериды рассматриваемых спутников, выбрать интересующее местоположение и время (в нашем случае мы выбрали реальное место и время на момент эксперимента: Нижний Новгород, 15 мая 2026 года), рассчитать координаты спутников, в том числе угол восхождения.

В начале эксперимента выбирается номер отслеживаемого спутника и задается в программу. В нашем случае был выбран спутник номер 18. В ходе эксперимента изменяется расстояние между антеннами A_1A_2. Программа рассчитывает и выдает значение угла α направление на спутник в плоскости, проходящей через 2 антенны и отслеживаемый спутник. В таблице представлены результаты эксперимента. В первой колонке указывается номер эксперимента. Во второй колонке – расстояние между антеннами в миллиметрах. В третьей колонке – разница фаз, рассчитанная программой. В четвертой колонке – направление на спутник, рассчитанный программой. В пятой колонке – приведен ожидаемый результат: направление на спутник, взятое из альманаха. В шестой колонке приведено отклонение измеренной величины от ожидаемого результата.

Табл.

Номер	Расстояние между антеннами	Разница фаз	Измеренное направление на спутник	Ожидаемое направление на спутник	Отклонение
№	A_1A_2, мм	β, °	α°,	α^*, °	$\lvert\alpha^* - \alpha\rvert$, °
1	50	54.45	54.83	52.22	2.61
2	80	87.61	54.60	52.02	2.58
3	100	110.02	54.41	51.83	2.58
4	120	133.15	54.06	51.51	2.55
5	140	157.51	53.48	51.03	2.45

Можно видеть, что относительная погрешность измерений не превышает 10%.

Обобщение

Эксперимент подтвердил работоспособность метода для нахождения направления на спутник в выбранной плоскости с помощью двух антенных элементов. Добавив еще

один антенный элемент, можно найти направление на спутник в еще одной плоскости. Зная направление на спутник в двух пересекающихся плоскостях, можно найти направление на спутник в пространстве (при наличии трех антенных элементов). Поскольку фазовые измерения являются по сути дифференциальными, наличие шума в принимаемых сигналах делает результат неустойчивым. Для борьбы с неустойчивостью необходимо усреднение, которое в случае антенных решеток делается за счет увеличения количества антенных элементов.

Выводы

В работе был исследован метод определения направления на источник навигационного радиосигнала с использованием разности фаз сигналов, принятых отдельными антеннами. Проведен эксперимент на реальных сигналах системы GPS. Результаты вычислений в программе собственной разработки сравнивались с координатами, рассчитанными по баллистической модели (в программе GPredict). Для всех исследованных точек отклонение рассчитанного угла от прогноза баллистической модели не превышает 10%.

[1] Официальный сайт правительства США. – URL: https://www.gps.gov (дата обращения: 25.05.2026).
[2] GNU Radio: официальный сайт. – URL: https://www.gnuradio.org/about (дата обращения: 25.05.2026)
[3] Программная платформа. – URL: https://sourceforge.net/projects/gpredict (дата обращения: 25.05.2026).

ДЕТЕКТИРОВАНИЕ НИЗКОЛЕТЯЩИХ ОБЪЕКТОВ С ПОМОЩЬЮ НЕЙРОННЫХ СЕТЕЙ НА ОСНОВЕ ИЗМЕРЕНИЙ РАДИОКАНАЛА

И.И. Калинин, А.В. Давыдов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В условиях стремительного развития технологий беспилотных летательных аппаратов (БПЛА) задача их детектирования приобретает особую актуальность. Одним из современных типов БПЛА являются Cellular Connected UAV (Unmanned Aerial Vehicle) [1]. Особенностью данного типа БПЛА является использование существующей сети сотовой связи для передачи данных в качестве пользовательского оборудования (User Equipment, UE).

В настоящей работе предлагается метод детектирования БПЛА, основанный на анализе стандартных измерений, выполняемых в процессе управления радиоресурсами сети и обеспечения мобильности пользователей. Для решения задачи детектирования используются простые нейронные сети, на вход которых подаются значения измеряемых параметров, усреднённые по времени.

Постановка задачи

В рамках данной работы рассматривается множество подвижных пользовательских устройств (UE), которое в зависимости от высоты и скорости перемещения подразделяется на два класса: наземные подвижные пользователи (класс «0») и низколетящие подвижные пользователи (класс «1»). В качестве примера представителя класса «0» можно рассматривать автомобиль, движущийся в городской среде. К классу «1» относятся БПЛА, выполняющие полёт на относительно малых высотах.

Для решения задачи детектирования могут применяться существующие методы позиционирования. Однако они обладают рядом существенных ограничений. Так, метод, основанный на идентификаторе соты (Cell ID) не обеспечивает требуемой точности определения высоты для корректной классификации пользователей. Более совершенные методы позиционирования, например TDOA (Time Difference of Arrival), требуют использования специальных опорных сигналов, которые, как правило, отсутствуют в коммерческих системах сотовой связи. Кроме того, такие методы предполагают применение многоэлементных антенных решёток, а также наличие точной временной синхронизации между элементами сети.

В данной работе рассматривается задача детектирования воздушных пользователей (класса «1») на основе стандартных измерений параметров радиоканала, выполняемых всеми пользовательскими устройствами и передаваемых на базовую станцию (Base Station, BS). Такие измерения широко применяются в коммерческих системах сотовой связи и используются системой управления радиоресурсами и мобильностью (Radio Resource Management, RRM) [2] для решения широкого круга задач, включая управление процедурой хэндовера (переключения соединения от обслуживающей BS к целевой BS).

Предлагаемый метод детектирования основан на анализе трёх параметров: мощности сигнала (RSRP), принимаемого от обслуживающей базовой станции; расстояния

(D) между обслуживающей и целевой BS в момент выполнения процедуры хэндовера; а также частоты переключений между BS (Switch). Указанные параметры доступны на стороне сотовой сети для всех подключённых пользователей и могут быть достаточно легко вычислены на основе стандартных измерений RRM.

Обоснование выбранных параметров

В практических системах сотовой связи широко используются трёхсекторные антенные системы. Каждая антенная решётка, как правило, имеет механический наклон в сторону земли, обеспечивающий улучшение покрытия прилегающей территории. В данной работе рассматривается антенная решётка, состоящая из четырёх антенных элементов (АЭ), расположенных по вертикали и имеющих двойную поляризацию под углом ±45°.

Для сужения главного лепестка диаграммы направленности (ДН) используется расстояние между АЭ, превышающее половину длины волны. Однако это приводит к появлению достаточно выраженных боковых лепестков, направленных выше горизонта. В результате воздушные пользовательские устройства (UE), относящиеся к классу «1», обслуживаются преимущественно за счёт боковых лепестков ДН, что иллюстрируется на рис. 1.

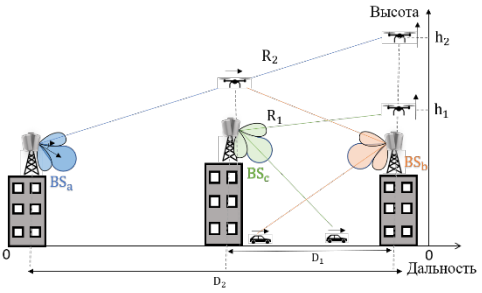


Рис. 1

Кроме того, из рис. 1 следует, что с увеличением высоты воздушного пользователя его обслуживание осуществляется всё более удалёнными базовыми станциями (BS). Данная особенность распространения радиосигнала обосновывает выбор мощности принимаемого сигнала в качестве одного из информативных признаков детектирования.

Выбор параметра (D), характеризующего расстояние между обслуживающей и целевой BS в момент хэндовера, обусловлен различиями в высоте и скорости перемещения объектов различных классов. Наземные UE (класс «0») обычно переключаются между соседними базовыми станциями, тогда как воздушные пользователи (класс «1») могут выполнять хэндовер между территориально удалёнными BS, что также показано на рис. 1.

Помимо этого, рис. 1 демонстрирует ещё одну характерную особенность воздушных пользователей: для UE класса «1» число базовых станций, от которых одновременно наблюдается высокий уровень принимаемой мощности сигнала, в среднем больше, чем для пользователей класса «0». Данная закономерность обосновывает использование параметра (Switch), характеризующего частоту переключений между базовыми станциями.

Результаты моделирования

Для исследования эффективности предложенного подхода при моделировании канала связи между пользователями и базовыми станциями использован метод трассировки лучей, реализованный на базе библиотеки Sionna [3]. Данный инструмент позволяет оценивать распространение радиоволн в условиях, максимально приближенных к реальной городской застройке. Анализ работы алгоритма проводился на основе трехмерной модели центральной части Нижнего Новгорода, сформированной по данным сервиса OpenStreetMap [4]. На исследуемой территории площадью 3x2 км² развернута сеть из 37 базовых станций, координаты которых получены из открытых источников.



Рис. 2



Рис. 3

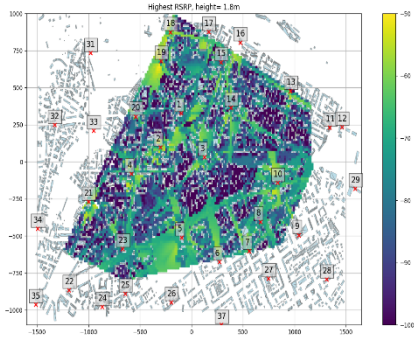


Рис. 4

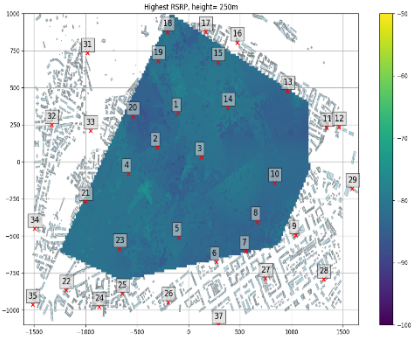


Рис. 5

На рис. 2 и 3 показано распределение пользователей, ассоциированных с базовыми станциями, для высот 1,8 м и 250 м (классы «0» и «1» соответственно). Цветом отображен индекс обслуживающей базовой станции (BS). Результаты демонстрируют, что у наземных пользователей переключение соединения происходит преимущественно между соседними BS, тогда как у воздушных между территориально удаленными. Данное наблюдение подтверждает обоснованность выбора измеряемого параметра (D).

На рис. 4 и 5 цветовой шкалой показано распределение мощности принимаемого сигнала (RSRP) от обслуживающей BS для классов «0» и «1» соответственно. Для наземных пользователей (класс «0») мощность принимаемого сигнала в среднем выше, чем для воздушных терминалов (класс «1»). Данные результаты подтверждают целесообразность выбора мощности принимаемого сигнала в качестве параметра, используемого для классификации пользователей.

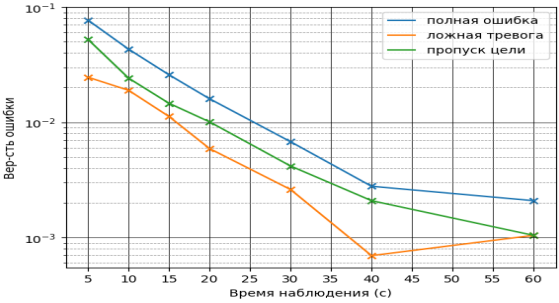


Рис. 6

Результаты моделирования, демонстрирующие характеристики работы алгоритма детектирования, представлены на рис. 6. Для классификации пользователей применялась нейронная сеть, состоящая из двух линейных слоев и двух функций активации. Обучающий набор данных включал 2400 различных траекторий движения пользователей обоих классов. Каждая траектория моделировалась в течение 120 секунд с периодичностью измерений радиоканала 10 мс. В качестве метрик эффективности использовались вероятности полной ошибки, ложной тревоги и пропуска цели. Полученные данные показывают, что с увеличением времени наблюдения вероятность пропуска цели снижается, достигая значения 0,01% при длительности наблюдения 60 секунд.

Заключение

Результаты моделирования позволяют сделать вывод, что предложенный алгоритм позволяет реализовать надежное детектирование БПЛА (воздушных пользователей класса «1») на основе стандартных измерений радиоканала.

[1] Yong Zeng, Jiangbin Lyu, Rui Zhang // Cellular-Connected UAV: Potentials, Challenges and Promising Technologies
[2] 3GPP TS 36.521-3 V17.5.0 (2024-03) Technical Specification 3rd Generation Partnership Project; Part 3: Radio Resource Management (RRM) conformance testing (Release 17).
[3] https://nvlabs.github.io/sionna
[4] https://github.com/manoj-kumar-joshi/sionna_osm_scene

ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ GLRT-ДЕТЕКТОРОВ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ СИГНАЛОВ В МНОГОКАНАЛЬНЫХ АНТЕННЫХ СИСТЕМАХ

О.В. Болховская, М.М. Катков, В.В. Артемьев, А.А. Мальцев

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Актуальность темы исследования

Создание эффективных систем обнаружения пространственных сигналов с неизвестными параметрами при ограниченном размере выборки является важной проблемой для многих приложений, таких как радар, гидролокатор и современные системы связи [1–6].

Общая задача обнаружения пространственных сигналов обычно решается путем обработки выходных сигналов многоэлементных антенных решеток (АР). Практические задачи обнаружения часто решаются путем обработки выходных сигналов АР с использованием универсального метода обобщенного критерия отношения правдоподобия (Generalized Likelihood Ratio Test, GLRT) [1, 6].

Математически строго доказано, что в случае большого размера выборки метод GLRT является асимптотически оптимальным [6]. Однако теоретически обосновать оптимальность статистики решения, полученной с помощью метода GLRT для коротких выборок, довольно сложно.

Первое подробное исследование характеристик статистики решений GLRT для обнаружения случайных сигналов в многоэлементных АР в случае коротких выборок было проведено в [7]. В последующих работах авторов [8, 9] метод GLRT был применен для решения задачи обнаружения случайных сигналов в многоэлементных АР с различным количеством априорной информации о рабочих шумах и принимаемом сигнале.

Очевидно, что каждая из предложенных строго выведенных статистических оценок для обнаружения сигнала имеет свои преимущества и недостатки, а применение конкретной статистики GLRT в первую очередь определяется имеющейся априорной информацией об окружающей среде сигнала и шума. Таким образом, задача сравнения эффективности этих статистик актуальна. Однако, насколько известно авторам, подобный сравнительный анализ еще не проводился в имеющейся литературе.

Постановка задачи

Рассмотрим задачу, в которой предполагается, что исходный сигнал является узкополосным с объёмом выборки N. Это означает, что сигналы, принимаемые различными элементами АР, отличаются только фазовыми компонентами.

Пусть наблюдаемый вектор-сигнал $\mathbf{x}[n]$ (где $n = 1, 2, \ldots, N$) размером $M \times 1$, принимается эквидистантной линейной АР, состоящей из M идентичных всенаправленных антенных элементов, с межэлементным расстоянием равным половине длины волны.

Задача совместного обнаружения и оценки информативных параметров волнового фронта сигнала, принимаемого M-элементной антенной решеткой, может быть сформулирована как задача проверки гипотез.

$$H_0 : \boldsymbol{x}[n] = \boldsymbol{\xi}[n]$$
$$H_1 : \boldsymbol{x}[n] = \boldsymbol{s}[n] + \boldsymbol{\xi}[n], n = 1, \dots N, \quad (1)$$

где $\boldsymbol{s}[n]$ — комплексный M-вектор полезного сигнала, а $\boldsymbol{\xi}[n] = (\xi_1[n], \dots, \xi_M[n])^T$ — комплексный M-вектор гауссовского шума $\boldsymbol{\xi}[n] \sim CN(0, \sigma^2 I)$ с нулевым средним, независимыми и одинаково распределенными компонентами с дисперсией σ^2, N — размер выборки, а T знак транспонирования.

Подход GLRT представляет собой универсальную и строгую статистическую методологию для решения задач проверки гипотез. Решающая статистика GLRT определяется отношением правдоподобия Λ.

$$\Lambda = \frac{W(\boldsymbol{x}[1], \dots, \boldsymbol{x}[N]/H_1, p_1)}{W(\boldsymbol{x}[1], \dots, \boldsymbol{x}[N]/H_0, p_0)} \gtrless \Lambda_{th}, \quad (2)$$

где $W(\mathbf{x}[1], \dots, \mathbf{x}[N]/H_1, p_1)$функции правдоподобия при гипотезах H_0 и H_1 соответственно, значения которых вычисляются для наблюдаемой выборки из N сигналов $\boldsymbol{x}[n]$, p_0 и p_1— вектора неизвестных параметров при гипотезе H_0 и H_1 соответственно.

Решение H_1 принимается, если $\Lambda > \Lambda_{th}$, в противном случае выбирается H_0, а пороговое значение Λ_{th} определяется используемым критерием оптимальности. В данной работе мы проводим исследование характеристик статистических решений, полученных на основе метода GLRT, в случае однородных шумов.

Статистика GLRT для пространственного обнаружения сигналов в многоэлементных антенных решетках

В этом разделе приводится краткое описание статистических показателей решения GLRT, строго выведенных в работах авторов [8, 9] и в последующих публикациях в этой области [10, 11]. На основе этих публикаций была проведена систематизация статистики GLRT, результаты которой представлены в табл. 1.

Табл.

GLRT статистика	Источник	GLRT статистика	Источник
$\Lambda_1 = \frac{\prod_{i=1}^{M} a_{ii}}{\lvert A \rvert}$	[9]	$\Lambda_6 = \frac{e^{\frac{tr(A)}{N}} \cdot \left(\frac{e}{N}\right)^{-M}}{\lvert \tilde{A} \rvert}$	[9]
$\Lambda_2 = \frac{\left(\frac{tr(A)}{M}\right)^{M}}{\lvert A \rvert}$	[9], [10]	$\Lambda_7 = \frac{\lambda_1}{\lambda_{min}}$	[11]
$\Lambda_3 = \frac{e^{\frac{tr(A)}{N}} \cdot \left(\frac{e}{N}\right)^{-M}}{\lvert A \rvert}$	[9]	$\Lambda_8 = \frac{\lambda_1}{\sum_i \lambda_i}$	[11]
$\Lambda_4 = \lambda_1$	[9]	$\Lambda_9 = \sum_{n=0}^{N-1} \lvert \mathbf{x}[n] \rvert^2$	[1], [10]

$\Lambda_5 = \frac{\left(\frac{tr(A)}{M}\right)^M}{\prod_{i=1}^{M} a_{ii}}$	[9]	$\Lambda_{10} = \sum_{m<m'} \left(\frac{\lambda_{m,x}}{2\sigma^2} - 1\right) - \sum_{m<m'} \ln\left(\frac{\lambda_{m,x}}{2\sigma^2}\right)$	[11]

Здесь $\mathbf{A} = \sum_{n=0}^{N-1} \mathbf{x}[n]\mathbf{x}[n]^H$ является ковариационной матрицей принятого сигнала с элементами a_{ij}, $|\cdot|$ — определитель матрицы, tr(·) — след матрицы, H обозначает эрмитово сопряжение.

Результаты симулирования

В качестве критерия оптимальности использовался критерий Неймана–Пирсона с вероятностью ложной тревоги P_{FA} = 0,05. На Рис. 1 показана зависимость вероятности правильного обнаружения P_{RD} от SNR для всех рассматриваемых статистических показателей $\Lambda_1 - \Lambda_{10}$ при следующих конфигурациях системы обнаружения: M = 4 и N = 8, M = 8 и N = 16, M = 16 и N = 32.

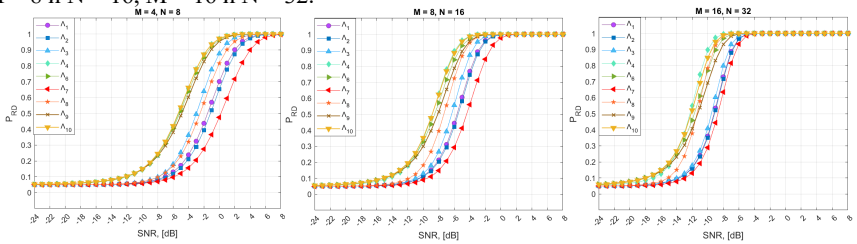


Рис. 1

Анализ полученных зависимостей P_{RD} (SNR) на среднем уровне 0,5 <P_{RD} <0,9 для исследуемых статистических показателей GLRT (см. рис. 1) позволяет сделать следующие общие качественные выводы:

1. Кривые P_{RD} (SNR) для всех статистических показателей лежат в интервале SNR между Λ_4 (наилучший) и Λ_7 (наихудший).
2. Ширина этого интервала SNR (SNR INT) на уровнях P_{RD} = 0,5 и P_{RD} = 0,9 приблизительно одинакова и уменьшается при удвоении M и N.
3. Сдвиги кривых P_{RD} (SNR) влево, происходящие при удвоении M и N, приводят к эквивалентному увеличению SNR (SNR GAIN), которое варьируется от 4,0 дБ до 3,0 дБ.
4. При больших значениях M и N кривые P_{RD} (SNR) имеют более крутой наклон, и, следовательно, требуемое дополнительное увеличение SNR (SNR ADD) для перехода от уровня P_{RD} = 0,5 к уровню P_{RD} = 0,9 уменьшается примерно с 3,5 дБ до 2,0 дБ.
5. Кривые P_{RD} (SNR) для $\Lambda_1, \Lambda_2, \Lambda_3, \Lambda_6, \Lambda_8, \Lambda_9, \Lambda_{10}$ лежат внутри полосы, определяемой Λ_4 и Λ_7, и ранжируются в соответствии с близостью модели сигнал-шум, для которой была выведена конкретная статистика GLRT.

Вывод

В данной работе проведен систематический сравнительный анализ эффективности десяти статистических критериев решения GLRT для обнаружения пространственно-коррелированных сигналов в многоэлементных АР. С помощью компьютерного моделирования получены зависимости вероятности правильного обнаружения P_{RD} от SNR для трёх конфигураций системы обнаружения (M = 4, 8, 16) с рекомендуемым ограниченным размером выборки N, равным удвоенному числу антенных элементов (N = 2M).

Анализ результатов моделирования позволил ввести новые количественные метрики (SNR INT, SNR GAIN, SNR ADD), позволяющие приблизительно описать поведение кривых P_{RD}(SNR) для всех рассмотренных статистических критериев решения GLRT во всем практически значимом диапазоне изменений SNR. Предложенная методология оценки эффективности статистики GLRT легко обобщается на антенные решетки с любым количеством антенных элементов и предоставляет инженеру четкую основу для определения пределов производительности пространственных детекторов сигналов в различных условиях сигнал-шум.

[1] Van Trees H.L. Detection, Estimation and Modulation Theory, Part 1. – New York: John Wiley & Sons, 2001.
[2] Richards M.A. Fundamentals of Radar Signal Processing. – New York: McGraw-Hill Education, 2014.
[3] Nickel U. // IEEE Aerospace and Electronic Systems Magazine. 2006. Vol. 21, no. 6.
[4] Skolnik M.I. Radar Handbook. – 2nd ed. – New York: McGraw-Hill, 1990.
[5] Sand S., Dammann A., Mensing C. Positioning in Wireless Communications Systems. – Chichester: John Wiley & Sons, 2014. P. 255.
[6] Kay S. Fundamentals of Statistical Signal Processing: Detection Theory. Vol. II. – Upper Saddle River: Prentice Hall, 2008.
[7] Bolkhovskaya O.V., Maltsev A.A. // IEEE Signal Processing Letters. 2004. Oct. P. 841.
[8] Bolkhovskaya O.V., Maltsev A.A., Rodyushkin K.V. // Radiophysics and Quantum Electronics. 2004. Vol. 47. P. 621.
[9] Bolkhovskaya O.V., Maltsev A.A., Rodyushkin K.V. // Radiophysics and Quantum Electronics. 2005. Vol. 48. P. 398.
[10] Lim T.J., Zhang R., Liang Y.C., Zeng Y. // In: Proc. IEEE Global Telecommunications Conference (GLOBECOM). – New Orleans, LA, USA, Nov. 30 – Dec. 4, 2008. P. 1.
[11] Wang P., Fang J., Han N., Li H. // IEEE Transactions on Vehicular Technology. 2010. Vol. 59, no. 4. P. 1791.

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПОЗИЦИОНИРОВАНИЯ ПОЛЬЗОВАТЕЛЕЙ СИСТЕМЫ СОТОВОЙ СВЯЗИ НА ОСНОВЕ ИЗМЕРЕНИЯ TDoA

Р.С. Кипятков

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Постановка задачи

Оценить эффективность определения местоположения абонентского устройства в системе сотовой связи с использованием метода разности времен приёма сигнала (TDoA)

Почему оператору связи важно знать местоположение абонента:

- Определение местоположения при экстренных вызовах
- Предоставления коммерческих услуг
- Оптимизации сети
- Борьбы с мошенничеством

Требования к позиционированию, предъявляемые операторами сотвой связи, тесно связаны со стандартами 3GPP, ряд стандартов представлены в табл.

Табл.

Стандарт 3GPP (Год)	Основной сценарий	Целевая точность , м	Охват устройств, %	Ключевая спецификация
Rel-16 (2020)	Коммерческие, внутри помещений	< 3	80	TR 38.855 / TS 22.261
Rel-16 (2020)	Коммерческие, вне помещений	< 10	80	TR 38.855 / TS 22.261
Rel-17 (2022)	Коммерческие	< 1	90	TS 22.261 / TR 38.857
Rel-17 (2022)	Индустриальный IoT (IIoT)	< 0.2	90	TS 22.261 / TR 38.857
Rel-18 (2024)	Высокоточные сценарии	< 0.1	90	TR 38.858

TDoA. Корреляционный анализ.

Для проведения моделирования был выбран ЛЧМ сигнал, поскольку на текущем этапе исследования рассматриваются потенциальные характеристики, а ЛЧМ-сигнал эффективно, использует доступную полосу.

Характеристики сигнала: центральная частота $f_0 = 2.4$ ГГц ($LTE\ Band\ 53$), полоса сигнала $BW = 100$ МГц, длительность сигнала $T = 10$ мкс. Для оптимизации вычислений была выделена несущая ЛЧМ-сигнала, с которой производилась обработка.

Механизм TDoA позиционирования представлен на рис.1.

Описание механизма: пользовательское устройство излучает сигнал, который приходит на несколько базовых станций, на которых происходит оцифровка принятого сигнала и цифровой сигнал поступает на вычислитель. Вычислитель производит взаимную корреляцию двух сигналов, по пику данной функции находится разность

задержек между этой парой базовых станций. Далее наборы таких разностей поступают на вычислитель координат, который решает систему из уравнений (1). Решение такой системы значение координат пользователя.

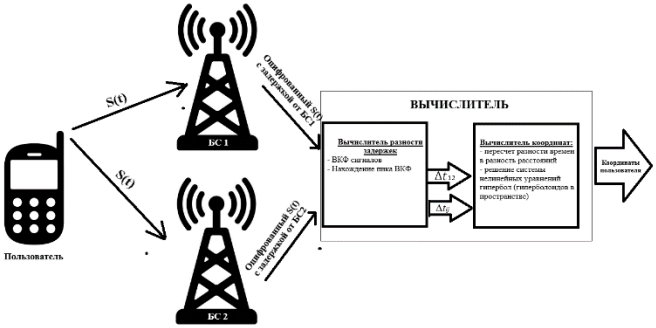


Рис. 1

$$\Delta t_{12} \cdot c = \pm\left(\sqrt{(x-x_i)^2+(y-y_i)^2} - \sqrt{(x-x_j)^2+(y-y_j)^2}\right). \qquad (1)$$

Модель канала. Топология сети.

В ходе исследовательской работы в качестве модели канала использовалась однолучевая модель LOS AWGN.

В качестве топологии использовалась сотовая топология из 7 базовых станций, границы которых – правильные 6-угольники.

Для наглядности визуализация топологии с направлением главных лепестков ДН трехсекторной антенны базовой станции приведена на рис. 2:

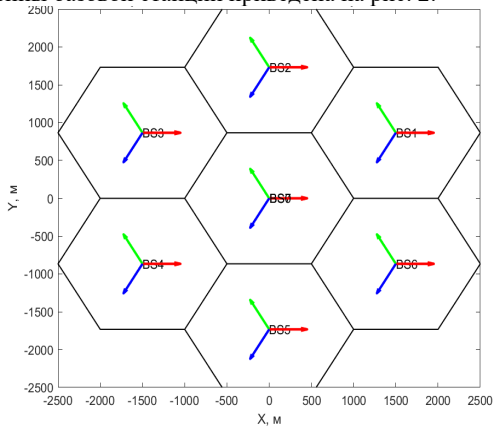


Рис. 2

Зависимость от полосы сигнала

Было проведено исследование зависимости точности определения координат пользователей (для статистики в центральную соту было вброшено 5000 пользователей) от полосы сигнала. Результат снятой зависимости представлен на рис. 3.

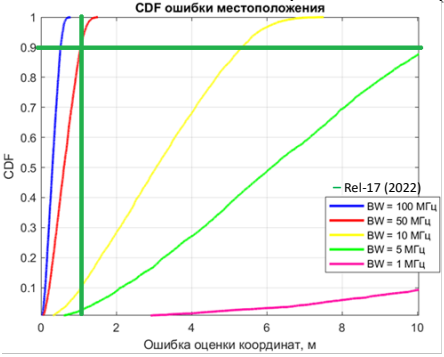


Рис. 3

Данный результат демонстрирует существование зависимости точности определения координат пользователей от полосы сигнала. Теоретически данную зависимость можно обосновать границей Крамера-Рао [1], которая определяет минимально достижимую дисперсию ошибки оценки времени задержки. Так среднеквадратичная ошибка оценки времени задержки одного сигнала в белом шуме ограничена снизу выражением (2)

$$\sigma_\tau \geq \frac{1}{2\pi \cdot B_{\text{эфф}} \cdot \sqrt{SNR}}, \qquad (2)$$

где $B_{\text{эфф}}$— эффективная (среднеквадратическая) ширина полосы сигнала, а SNR — отношение сигнал/шум.

Из формулы прямо видно: чем меньше $B_{\text{эфф}}$, тем больше минимально возможная ошибка измерения времени прихода.

Зависимость от геометрического фактора (DOP)

Кроме того, на точность позиционирования может влиять выбор геометрического расположения базовых станций и позиционируемого объекта.

В данной работе была снята зависимость точности определения координат пользователей от горизонтального фактора ошибки (HDOP) [2]. Формула для вычисления HDOP представлена ниже:

$$HDOP = \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_y^2}, \qquad (3)$$

где σ_x^2 и σ_y^2 – дисперсии оценки координат.

Результат снятой зависимости представлен на рис. 4.

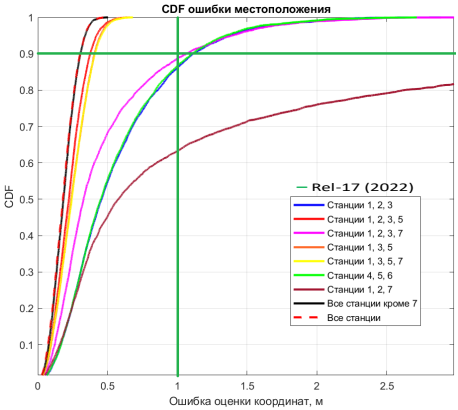


Рис. 4

Полученный результат наглядно показывает влияние выбора топологии на точность, так при использовании тройки базовых станций с центральной в которую помещен пользователь, точность системы значительно снижается.

Это можно объяснить HDOP – фактором – значение, показывающее насколько выбранная топология позволяет точно определить координаты на плоскости. Чем ниже показатель HDOP, тем выше точность.

Вывод

В настоящей работе показано, что применение метода позиционирования TDoA позволяет обеспечить точность позиционирования, удовлетворяющую действующим нормативным требованиям.

Точность TDoA-позиционирования в значительной мере зависит от полосы сигнала. При недостаточной полосе сигнала достигаемая точность позиционирования является неудовлетворительной вследствие значительной ошибки оценки разности задержек.

Помимо полосы сигнала, точность TDoA-позиционирования зависит от взаимного расположения пользователя и базовых станций. Оптимальным является выбор тройки базовых станций, при котором пользователь максимально равномерно окружен ими.

Дальнейшие исследования будут направлены на изучение и реализацию позиционирования с использованием измерения углов прихода (AoA), разработку гибридного TDOA/AOA метода и оценку его эффективности

[1] Ван Трис Г. Теория обнаружения, оценивания и модуляции. Том 1. – М.: Советское радио, 1972, с. 294.

[2] Хыа Х. К., Фокин Г. А., Нгуен Х. Н. Позиционирования устройств в сетях LTE. Часть 2. Исследование влияния топологии базовых станций на точность оценок координат // Информационные технологии и телекоммуникации. 2024. Т. 12, № 3. С. 13.

ОЦЕНКА ВЕЛИЧИНЫ ЭФФЕКТА ДОПЛЕРА НА ОСНОВЕ СОПРЯЖЕННОГО ФИЛЬТРА ДЛЯ OFDM-МОДУЛИРОВАННОГО СИГНАЛА

О.В. Никитин, П.Е. Овчинников

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Описание задачи

Для нормального функционирования демодулятора в системе радиосвязи необходима компенсация частотного сдвига, возникающего в результате действия эффекта Доплера и неточности установки центральной частоты, а также последующего сдвига фазы. Чтобы провести измерение, используются сравнение пилотных символов с эталоном, заранее известным на стороне приёмника. Большинство методов определения величины частотного сдвига, основанных на преобразовании Фурье, требуют значительного объёма вычислений и/или применения сверхразрешения для получения необходимой точности. В этой работе рассматривается альтернативный подход, принципиально похожий на фазовую автоподстройку частоты (ФАПЧ), но дополнительно использующий корреляционные свойства OFDM-модуляции.

Метод вычисления частотного сдвига

Метод вычисления частотного сдвига основан на математических свойствах преобразования Фурье [1]: линейность, частотный сдвиг и теорема Винера-Хинчина о взаимной корреляции.

Если предположить, что искажения, внесённые в принятый радиосигнал каналом связи, изменили фазу и центральную частоту переданного сигнала, то взаимная корреляция принятого и переданного сигнала без временного сдвига будет иметь следующий спектр:

$$\left(\left(e^{i(\varphi_0+2\pi f\tau)}\cdot x(\tau)\right)*x(\tau)\right)(t) \overset{F}{\Leftrightarrow} e^{-i\varphi_0}X(f-f_0)^*\cdot X(f). \tag{1}$$

Временной сдвиг оказывается близким к нулю в момент демодуляции, когда взаимная корреляция достигает пика, поэтому искажением спектра от временного сдвига можно пренебречь.

Согласно теореме Парсеваля, взаимная энергия произведения сигналов равна взаимной энергии произведения спектров:

$$(y*x)(0)=\int_{-\infty}^{+\infty} y(t)^*\,x(t)\,dt=\int_{-\infty}^{+\infty} Y(f)^*\,X(f)\,df. \tag{2}$$

Применив форму искажённого сигнала к выражению корреляции сигналов с нулевым сдвигом, получим равенство между корреляцией сигналов в пиковом положении и корреляции спектров в положении, соответствующем частотному сдвигу:

$$\begin{aligned}(y*x)(0) &= e^{-i\varphi_0}\int_{-\infty}^{+\infty} X(f-f_0)^*\,X(f)\,df\\ &= e^{-i\varphi_0}(X*X)(f_0).\end{aligned} \tag{3}$$

Для вычисления частотного сдвига выберем шкалу частот, соответствующую поднесущим OFDM. Таким образом, частотный сдвиг f_0 раскладывается на две части: целую f_{0q} и дробную f_{0p}. Поскольку пилотные символы известны заранее, целую часть сдвига можно определить простым поиском пика корреляции.

Для определения дробной части предлагается воспользоваться тем фактом, что передискретизация может быть представлена как интерполяция исходного сигнала. Выберем особый вид сигнала — OFDM-модулированные символы PSK, что даёт равенство амплитуд символов на частотах поднесущих в спектре. Тогда дробный сдвиг отсчёта спектра на шкале частот представляется фазовым поворотом отсчёта на частоте ближайшей поднесущей. В частности, для двухпозиционных символов BPSK, если символ на следующей поднесущей имеет противоположную фазу $X(f-1) = X(f)e^{\pm i\pi}$, то символ с дробной частотой представляется $X(f-f_{0p}) \approx X(f)e^{\pm i\pi f_{0p}}$. Следовательно, дробный частотный сдвиг будет прямо пропорционален разности фаз между символом исходного спектра переданного сигнала и символом спектра принятого сигнала, с учётом начальной фазы:

$$f_{0p} \sim \arg\left(X(f-f_{0p}) \cdot X(f)^{*}\right) - \varphi_0 = \arg\left((y * x)(0)\right) - \varphi_{0.} \quad (4)$$

Проверка метода

Чтобы проверить работоспособность метода, был проведён компьютерный эксперимент по приёмопередаче радиосигнала через радиоканал спутник-мобильный пользователь по стандарту ITU P.681 [2]. Выбраны параметры канала, соответствующие размещению спутника на средней околоземной орбите [3]. Частотный сдвиг возникает в результате действия эффекта Доплера вследствие приближения и отдаления спутника в течение пролёта. Симулятор выполнен в среде программирования MATLAB [4].

Для исследования был выбран пилотный сигнал, представляющий собой один из кодов Голда, модулированный по схеме OFDM-QPSK. Таким образом достигается большая выраженность пика корреляции как во временном, так и в частотном пространстве. Оценка начальной фазы производится путём усреднения отсчётов циклического префикса OFDM-пакета.

Были получены графики зависимости фазы корреляции от частотного сдвига для нескольких вариантов разнесения поднесущих: на рис. 1 представлен сигнал с разнесением 30 кГц, на рис. 2 представлен сигнал с разнесением 240 кГц. Во всех случаях связь фазы и дробного частотного сдвига является линейной с одним и тем же коэффициентом наклона и имеет схожие границы по фазе.

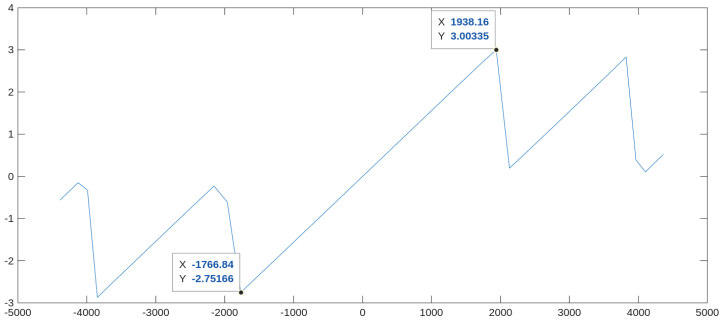


Рис. 1

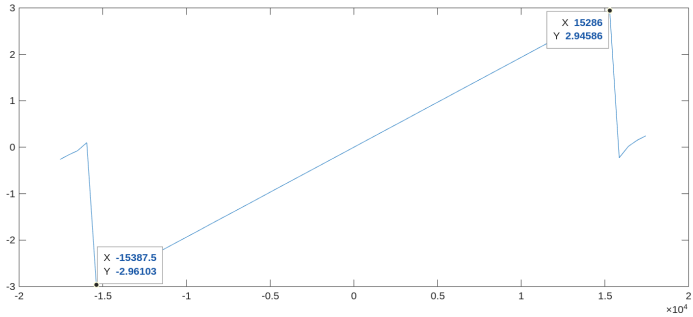


Рис. 2

Поскольку дробная величина частотного сдвига вычисляется на шкале, соответствующей поднесущим OFDM, то при одинаковых абсолютных значениях фазы получается разный абсолютный частотный сдвиг, прямо пропорциональный частотному разнесению поднесущих. Теоретически допустимыми являются значения фазы от -π до +π включительно, так как при превышении фазы ±π корреляция нарушается вследствие переворота части символов. Однако эксперимент показал, что в условиях фазового шума возможно получить значения лишь до ±0,95π, как показано в таблице.

Табл.

Разнесение поднесущих, Гц	Наибольший частотный сдвиг, Гц	Наибольшая фаза корреляции, радиан
15000	969	3,003
30000	1938	3,003
60000	3876	3,001
120000	7693	2,999
240000	15387	2,961

Выводы

Работоспособность предложенного метода была подтверждена в результате проведённого эксперимента – дробный частотный сдвиг прямо пропорционален фазовой части корреляции сигналов в положении пика. Соответственно, измеряемые абсолютные значения в герцах прямо пропорциональны расстоянию между поднесущими.

Метод применим до тех пор, пока фаза корреляции не превышает $\pm\pi$, после чего корреляция нарушается из-за переворота части символов. Это ограничение совпадает с границей успешной демодуляции OFDM, обусловленной возникновением межсимвольной интерференции. При больших значениях частотного сдвига длина обрабатываемого сигнала должна выбираться достаточно малой, чтобы предотвратить переворот символов.

[1] Колмогоров А.Н., Фомин С.В. Элементы теории функций и функционального анализа. – М.: Физико-математическая литература, 2004. 570 с.
[2] ITU-R Recommendation P.681-11 (08/2019). Propagation data required for the design systems in the land mobile-satellite service. P Series; Radiowave propagation.
[3] Никитин, О. В. Компенсация влияния эффекта Доплера в системах космической связи на средней круговой орбите / О. В. Никитин, П. Е. Овчинников // Нанотехнологии. Информация. Радиотехника (НИР-24) : Материалы Всероссийской молодежной научно-практической конференции, Омск, 18 апреля 2024 года. – Омск: Омский государственный технический университет, 2024. С. 38. – EDN XVOZKD.
[4] The MathWorks, Inc. MATLAB version: 25.1.0.2943329 (R2025a). URL : https://www.mathworks.com (дата обращения: 15.05.26).

МНОГОМОДУЛЬНАЯ ФАЗИРОВАННАЯ АНТЕННАЯ РЕШЕТКА С ОПТИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКОЙ СИГНАЛА

Д.А. Рябов, С.А. Минеев, А.И. Бобров, А.В. Нежданов, Д.В. Шестаков, А.А. Скрылев, О.С. Вязанкин

НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В работе рассматриваются вопросы создания аналогового фотонного вычислительного устройства (АФВУ) на основе массива фотонных интегральных схем (ФИС) для многомодульной оптической фазированной антенной решётки (ФАР). В контексте данной работы под «элементом» понимается базовый приемопередающий узел ФАР, а под «модулем» функциональная подрешётка, объединяющая 8 элементов в самостоятельный архитектурный блок.

В основе предложенного технического решения используются кремниевые фотонные интегральные схемы – перспективная альтернатива классической СВЧ-электронике в диапазоне свыше 10 ГГц. С внедрением радиофотонных устройств связываются перспективы повышения энергоэффективности и снижения себестоимости систем управления диаграммой направленности (ДН), что способствует созданию условий для конкурентоспособности отечественной радиоэлектронной техники.

Актуальность применения радиофотоники в качестве альтернативы СВЧ-компонентам подтверждается значительным числом научных публикаций по данной тематике [1, 2], а также широкой практикой применения оптических компонент в современной радиотехнике [3]. Существенное влияние на эти процессы также оказывает общемировая тенденция к снижению себестоимости систем управления диаграммой направленности ФАР и повышению их энергоэффективности [4].

При этом в настоящее время имеется ряд научно-технических проблем, от преодоления которых зависит создание коммерческих продуктов на основе радиофотонных технологий. Представленная работа направлена на решение одной из них – реализацию оптической обработки сигналов от многоэлементной ФАР (число элементов > 8) [5]. В исследовании предлагается вариант масштабирования оптической схемы для создания многомодульной оптической ФАР. Техническое решение призвано нивелировать существующие ограничения на масштабирование АФВУ, связанные с оптическими потерями в волноводах, а также фазовыми шумами в оптоволоконных соединениях.

В рамках работы проведено численное моделирование линейной 8-элементной антенной системы на 2,4 ГГц при плоском волновом фронте в среде C++ с 3D-визуализацией на Qt. Диаграммы направленности конфигураций 8×1(рис. 1, 2) и 4×2(рис. 3, 4) представлены в виде сверху (рис. 1, 3) и фронтальной проекции (рис. 2, 4). Ключевой особенностью ПО является автоматический расчёт не только фазовых сдвигов, но и требуемых управляющих напряжений на основе экспериментальной вольт-фазовой характеристики фазовращателей. Для электронного сканирования в секторе ±90° сформирован массив сдвигов по 13 позициям с шагом 15°. Нормированные относительно опорного элемента данные могут использоваться в системе управления АФВУ, созданного НИФТИ ННГУ совместно с научно-исследовательской группой радиофизического факультета под руководством д.ф.-м.н., профессора А.А. Мальцева.

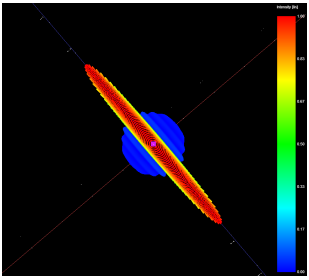


Рис. 1

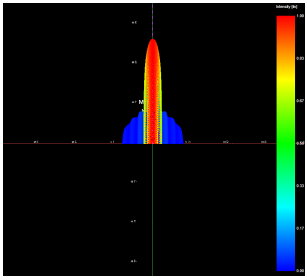


Рис. 2

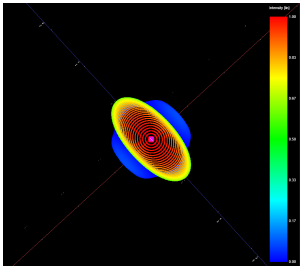


Рис. 3

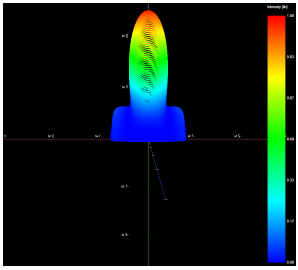


Рис. 4

По аналогии с подходом, известным из патента [6] и статьи [7], предложена схема когерентного объединения n-модулей для масштабирования апертуры m-элементов. Структура соответствующей оптической системы приведена на рис. 5. Особенностью технического решения является применение компактных полупроводниковых усилителей за счёт чего оказывается возможным расширение когерентной оптической сети АФВУ для формирования ДН ФАР через объединение нескольких фотонных интегральных схем в рамках единого фотонного устройства. Подобный подход позволяет компенсировать потери в световодных трактах и увеличить число обрабатываемых радиосигналов.

Принцип работы АФВУ основан на переносе радиосигналов от элементов ФАР на оптическую несущую. Для этого используются модуляторы лазерного излучения по схеме Маха-Цендера, на которые поступают когерентное лазерное излучение от единого источника. Фазовая подстройка сигналов выполняется с помощью термооптических элементов. Обработанные сигналы проходят через систему планарных оптических сумматоров. Полученный когерентно сложенный сигнал с учётом заданных фазовых сдвигов регистрируется на балансном фотодетекторе [8].

На текущем этапе исследования теоретически обоснована схема в конфигурации массива 16×2. В рамках дальнейших изысканий планируется конфигурация фотонного тракта в матричную архитектуру 32×16 с отработкой алгоритмов когерентного объединения и интеграцией оптических модуляторов с системой фазовой подстройки [9]. Стратегическим направлением разработки станет создание АФВУ для построения полнофункциональной апертуры 32×16 с обеспечением высокой точности наведения диаграммы направленности.

Предложенные в работе технические решения создадут предпосылки для создания АФВУ в интересах разработки бортовых терминалов спутниковой связи, а также могут быть использованы в подготовке специалистов в рамках научно-образовательных инициативах передовой инженерной школы ННГУ им. Лобачевского.

«Исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики, направление № 1 «Национальный центр исследования архитектур суперкомпьютеров. Этап 2026-2028».

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, проект № FSWR-2025-0008

[1] Paul B., Sertel K., Nahar N.K. Photonic Beamforming for 5G and Beyond: A Review of True Time Delay Devices Enabling Ultra-Wideband Beamforming for mmWave Communications // IEEE Access. 2022. Vol. 10. P. 75510. DOI: 10.1109/ACCESS.2022.3188992.

[2] Martínez-Carrasco Romero P., Rausell-Campo J.R., Pérez-Galacho D., Wang T., Pérez-López D., Li X., Qing T. Integrated Microwave Photonics Coherent Processor for Massive-MIMO Systems in Wireless Communications // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. 2023. Vol. 29, no. 6. Art. 6101112. DOI: 10.1109/JSTQE.2023.3264434.

[3] Ковалев М. С., Подлесных И. М., Певчих К.Э., Кудряшов С. И. Планарная фотоника ближнего инфракрасного диапазона на основе сверхлегированного кремния: перспективы // Фотоника. 2024. № 18(2). DOI: 10.22184/19937296

[4] Митяшев М. Б. К реализации технологий радиофотоники в АФАР радиолокационных комплексов // Вестник СибГУТИ. 2015.

[5] Xiang S., Chen Y., Zhao H., Shi S., Zeng X., Zhang Y., Guo X., Han Y., Shi Y., Hao Y. Nonlinear photonic neuromorphic chips for spiking reinforcement learning // Optica. 2026. Vol. 13, no. 3. P. 457. DOI: 10.1364/OPTICA.578687.

[6] Патент WO2016170466A1, МПК H04B10/2575, H01Q3/26, H04B10/64. Photonic Beamforming System for a Phased Array Antenna Receiver / Vidal Drummond M., Nunes Nogueira R., Cunha Duarte V.; заявитель Instituto de Telecomunicacoes. – № PCT/IB2016/052206; заявл. 18.04.2016; опубл. 27.10.2016.

[7] Duan F., Guo Y., Gu Z., Yin Y., Wu Y., Chen T. Optical Beamforming Networks for Millimeter-Wave Wireless Communications // Applied Sciences. 2023. Vol. 13, no. 14. P. 8346. DOI: 10.3390/app13148346.

[8] Martínez-Carrasco Romero P., Rausell-Campo J.R., Pérez-Galacho D., Wang T., Pérez-López D., Li X., Qing T. Integrated Microwave Photonics Coherent Processor for Massive-MIMO Systems in Wireless Communications // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. 2023. Vol. 29, no. 6. Art. 6101112. DOI: 10.1109/JSTQE.2023.3264434.

[9] Lee W.-B., Kwon Y.-J., Kim D.-H., Sunwoo Y.-H., Lee S.-S. Hybrid integrated thin-film lithium niobate–silicon nitride electro-optical phased array incorporating silicon nitride grating antenna for two-dimensional beam steering // Optics Express. 2024. Vol. 32, no. 6. P. 9171. DOI: 10.1364/OE.518961.

МЕТОД ФОРМИРОВАНИЯ ДВУМЕРНЫХ MIMO АНТЕННЫХ РЕШЕТОК НА ОСНОВЕ ВЗАИМНО-ПРОСТЫХ СЕТОК

С.В. Шишанов, А.Г. Флаксман

НГТУ
ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Радары с цифровой фазированной антенной решеткой обычно построены на технологии один передающий и несколько приемных антенных элементов. При таком подходе пространственное разрешение определяется апертурой приемной антенны. Multiple-input-multiple-output (MIMO) радар является альтернативой традиционному решению, он имеет несколько приемных и несколько передающих антенных элементов, излучающих ортогональные сигналы [1].

Для многих областей техники, таких как радары для системы помощи водителю, биорадары, умный дом требуется разработка двумерных разреженных антенных решеток с низким уровнем боковых лепестков и узким центральным лучом. Для построения таких решеток предлагается использовать теорию двумерных сеток. При этом для размещения элементов приемной и передающей частей MIMO антенной решетки предлагается использовать сетки, построенные на взаимно-простых числах в кольцах чисел [2]. В таких сетках упрощается проектирование разреженных решеток любой конфигурации: прямоугольных, случайных, фрактальных и т.д.

Принцип построения алгебраических решеток

Для построения двумерной сетки Λ, требуется 2 линейно независимых вектора g_1 и g_2. Узлы сетки определяются как их линейная комбинация [2]:

$$\Lambda = x_1 \cdot g_1 + x_2 \cdot g_2, \tag{1}$$

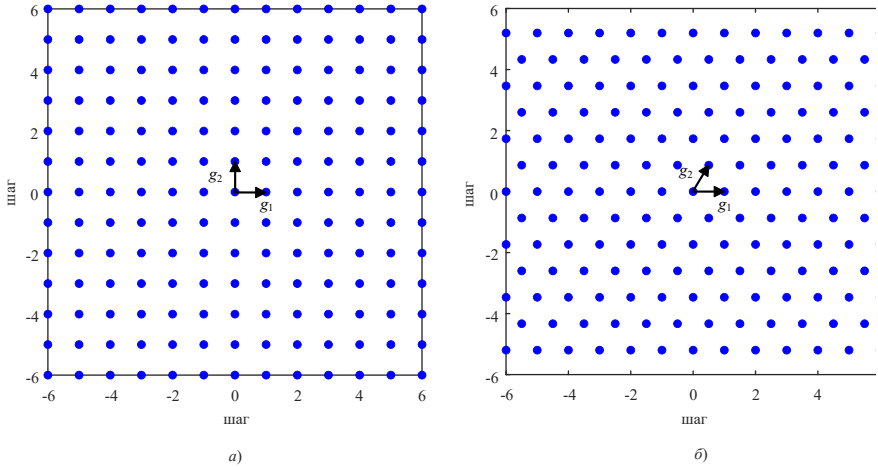
где x_1 и x_2 – целые действительные числа.

Матрица **G** составленная из векторов g_1 и g_2, называется формирующей матрицей. Для построения двумерных сеток используются квадратичные поля, образованные присоединением квадратного корня из целого числа q к кольцу целых чисел. Обычно, используют кольцо целых чисел Гаусса Z[i], каждый элемент которого имеет вид $z = a + i \cdot b$, задающее прямоугольную сетку, и кольцо целых чисел Эйзенштейна Z[ω], каждый элемент которого имеет вид $z = a + \omega \cdot b$, где $\omega = {}^{1}/_{2} \cdot \left(-1 + i \cdot \sqrt{3}\right) = e^{{}^{2\pi \cdot i}/_{3}}$, задающее гексагональную сетку.

Для кольца целых чисел Гаусса и Эйзенштейна формирующие матрицы могут быть заданы [3]:

$$G_G = |g_1 \quad g_2| = \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix},$$
$$G_E = |g_1 \quad g_2| = \begin{vmatrix} 1 & \frac{1}{2} \\ 0 & \frac{\sqrt{3}}{2} \end{vmatrix}. \tag{2}$$

Пример таких сеток, сформированных на основе матриц (2) показан на рисунке 1.



а) *б)*

Рис. 1

Пример построения двумерных MIMO антенных решеток

На основе предложенного подхода можно построить сетки для передающей и приемной антенн. Для этого необходимо выбрать два взаимно-простых числа и составить для них формирующие матрицы [2]. Например, в кольце чисел Гаусса число $p = 5 = (2 + i)(2 - i)$, $p_1 = 2 + i$ и $p_2 = 2 - i$ два его простых делителя. Как $\{1, i\}$ является интегральным базисом $Z[i]$, интегральный базис простых идеалов $2 + i$ и $2 - i$ может быть вычислен:

$$\begin{aligned}(2 + i)\{1, i\} &= \{2 + i, -1 + 2\cdot i\}\\ (2 - i)\{1, i\} &= \{2 - i, -1 + 2\cdot i\}.\end{aligned} \tag{3}$$

Формирующие матрицы для p_1 и p_2 могут быть выражены:

$$\begin{aligned}G_{(2+i)} &= \left|g_1^{(1)} \quad g_2^{(1)}\right| = \begin{vmatrix}2 & -1\\ 1 & 2\end{vmatrix}\\ G_{(2-i)} &= \left|g_1^{(2)} \quad g_2^{(2)}\right| = \begin{vmatrix}2 & 1\\ -1 & 2\end{vmatrix}.\end{aligned} \tag{4}$$

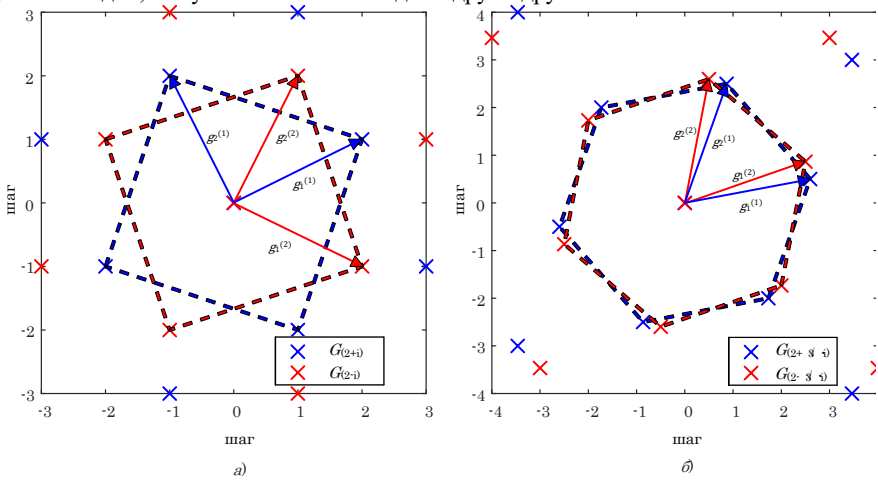
Аналогично, в кольце чисел Эйзенштейна число $p = 7 = (2 + \sqrt{3}\cdot i)(2 - \sqrt{3}\cdot i)$, $p_1 = 2 + \sqrt{3}\cdot i$ и $p_2 = 2 - \sqrt{3}\cdot i$ два его простых делителя, которые в кольце целых чисел Эйзенштейна могут быть представлены в виде $1 + 2\,\omega$ и $1 - 2\,\omega$. Их интегральный базис может быть представлен в виде:

$$\begin{aligned}(2 + \sqrt{3}\cdot \mathrm{i})\{1, \omega\} &= \{2 + \sqrt{3}\cdot \mathrm{i}, -\tfrac{-1+3\sqrt{3}i}{2}\}\\ (2 - \sqrt{3}\cdot \mathrm{i})\{1, \omega\} &= \{2 - \sqrt{3}\cdot \mathrm{i}, -\tfrac{5+\sqrt{3}i}{2}\}.\end{aligned} \tag{5}$$

Формирующие матрицы для p_1 и p_2 могут быть выражены:

$$G_{(2+\sqrt{3}\cdot i)} = \left|g_1^{(1)} \quad g_2^{(1)}\right| = \begin{vmatrix} 1 & 1/2 \\ 0 & \sqrt{3}/2 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} 1 & -2 \\ 2 & 3 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 2 & -1/2 \\ \sqrt{3} & 3\sqrt{3}/2 \end{vmatrix}$$
$$G_{(2-\sqrt{3}\cdot i)} = \left|g_1^{(2)} \quad g_2^{(2)}\right| = \begin{vmatrix} 1 & 1/2 \\ 0 & \sqrt{3}/2 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} 3 & 2 \\ -2 & 1 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 2 & 5/2 \\ -\sqrt{3} & \sqrt{3}/2 \end{vmatrix}. \quad (6)$$

На рисунках 2 *а* и *б* показаны сетки, полученная на основе формирующих матриц (4) и (6). На рисунке 2 *а* синими крестиками показаны узлы сетки соответствующие $p_1 = 2 + i$, красными – для $p_2 = 2 - i$, на рисунке 2 *б* – $p_1 = 2 + \sqrt{3}\cdot i$ и $p_2 = 2 - \sqrt{3}\cdot i$. Из рисунков 2 видно, что узлы сеток не совпадают друг с другом.



а) *б)*

Рис. 2

Пример двумерной решетки, построенной на основе алгебраических решеток

ДН виртуальной MIMO антенной решетки есть произведение ДН передающей и приемной антенн [1]. Тогда для того, чтобы она имела минимальный уровень боковых лепестков необходимо, чтобы положение интерференционных максимумов передающей и приемной антенных решеток не совпадали. В настоящее время популярны так называемые 4D imaging радары, в которых используются стандартные MIMO структуры: 12Tx16Rx, 12Tx24Rx, 48Tx48Rx. При этом требования для MIMO антенных решеток: 2° ширина луча в азимутальной и угломестной плоскостях и уровень боковых лепестков около -10 дБ. На рисунке 3 показаны пример физических, виртуальной антенных решеток и сечения ДН для нулевого угла места (синяя кривая) и нулевого азимута (красная кривая) в кольце Гаусса (*а – в*). Максимальный уровень боковых лепестков двумерной ДН виртуальной антенны составляет около -9.22 дБ, в сечении ДН при

нулевом угле места и азимуте около -15 дБ, ширина луча в азимутальной и угломестной плоскостях составляет 1.6° и 1.8°.

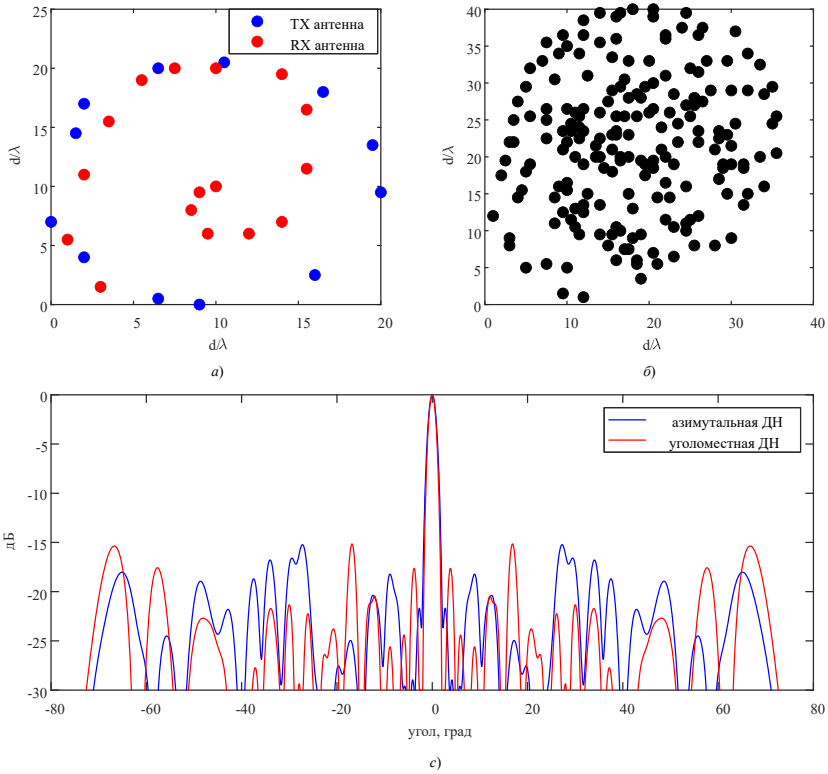


Рис. 3

Выводы

В работе рассмотрен метод формирования двумерных решеток на основе сеток, построенных на взаимно-простых числах в кольцах Гаусса и Эйзенштейна. Показано, что физические передающие и приемные элементы антенн в таких сетках не пересекаются, что позволяет получать антенны с требуемыми характеристиками в части ширины луча и уровня боковых лепестков

[1] Hamish Meikle Modern Radar Systems. 2nd ed. 728 p.
[2] Conghui Li, Lu Gan, and Cong Ling // IEEE Transactions on Signal Processing Volume: 67, Issue: 11, 01 June 2019, doi:10.48550/arXiv.1808.07505
[3] Hua L. Introduction to number theory. Commercial Press, 1967. 347 p.

КАЛИБРОВКА РАСПРЕДЕЛЕННОЙ СИСТЕМЫ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ ДАТЧИКОВ НА ОСНОВЕ ИЗМЕРЕНИЯ РАДИАЛЬНЫХ СКОРОСТЕЙ ОБЪЕКТОВ

С.В. Шишанов, И.В. Кочубейник

НГТУ

Введение

При массовой установке радиолокационных сенсоров они могут быть установлены с неизвестным смещением относительно глобальной системы координат. Настоящая работа посвящена разработке алгоритма онлайн калибровки системы из распределенных радиолокационных датчиков. Точная калибровка системы необходима для последующего объединения точек при построении общей картины окружающей обстановки вокруг автомобиля.

Алгоритм измерения собственной скорости автомобиля

На рисунке 1 показана геометрия измерения сферических координат объектов автомобильным радаром, где $\alpha_1 \dots \alpha_N$, $R_1 \dots R_N$ азимуты и дальности обнаруженных точек.

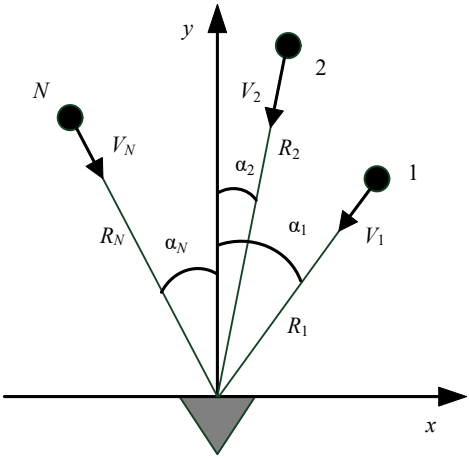


Рис. 1

Если радар или объект, от которого произошло отражение, перемещается с некоторой скоростью V, то расстояние до него в каждый момент времени изменяется пропорционально значению проекции скорости на направление радар-объект. Эту проекцию называют радиальной скоростью, (рис. 1 обозначены $V_{r1} \dots V_{rN}$). Изменение расстояния приводит к тому, что в каждый момент электромагнитной волне необходимо

меньше времени на прохождение расстояние от радара до объекта и назад, что вызывает изменение центральной частоты в спектре сигнала (частота Доплера) [2]:

$$f_д = -2 \cdot V \cdot cos(\alpha) \cdot cos(\psi)/\lambda\,, \quad (1)$$

где ψ – угол места объекта, λ – длина волны.

Дальность обнаруживаемых объектов обычно составляет несколько десятков метров, при этом высота составляет единицы метров. Тогда угол места объектов будет составлять единицы градусов и можно считать, что $cos(\psi) \to 1$.

Большая часть объектов, обнаруживаемых автомобильным радаром, являются стационарными, собственная скорость которых равна нулю. При этом, при движении радара со скоростью V_{ego} возникает доплеровский сдвиг частоты:

$$f_д = -2 \cdot V_{ego} \cdot cos(\alpha)/\lambda\,, \quad (2)$$

Радиальную скорость объектов можно выразить в виде (3).

$$V_r = V_{ego} \cdot cos(\alpha)\,, \quad (3)$$

В декартовой системе координат Oxy скорость V_{ego} можно представить в виде:

$$\vec{\boldsymbol{V}}_{\boldsymbol{ego}} = [V_x\ V_y]^T = V_{ego}[sin(\beta)\ cos(\beta)]^T\,, \quad (4)$$

где $V_{ego} = \sqrt{{V_x}^2 + {V_y}^2}$, $\beta = arctg\left({V_y}/{V_x}\right)$

Используя выражение (4), радиальную скорость объекта можно представить в виде:

$$V_r = -V_x \cdot sin(\alpha) - V_y \cdot cos(\alpha)\,, \quad (5)$$

Для оценки направления вектора скорости автомобиля необходимо составить систему уравнений вида (5) для набора измерений радиальных скоростей и азимутов различных стационарных объектов [3]:

$$\begin{cases} V_{r1} = -V_x \cdot sin(\alpha_1) - V_y \cdot cos(\alpha_1) \\ \dots \\ V_{rN} = -V_x \cdot sin(\alpha_N) - V_y \cdot cos(\alpha_N) \end{cases}, \quad (6)$$

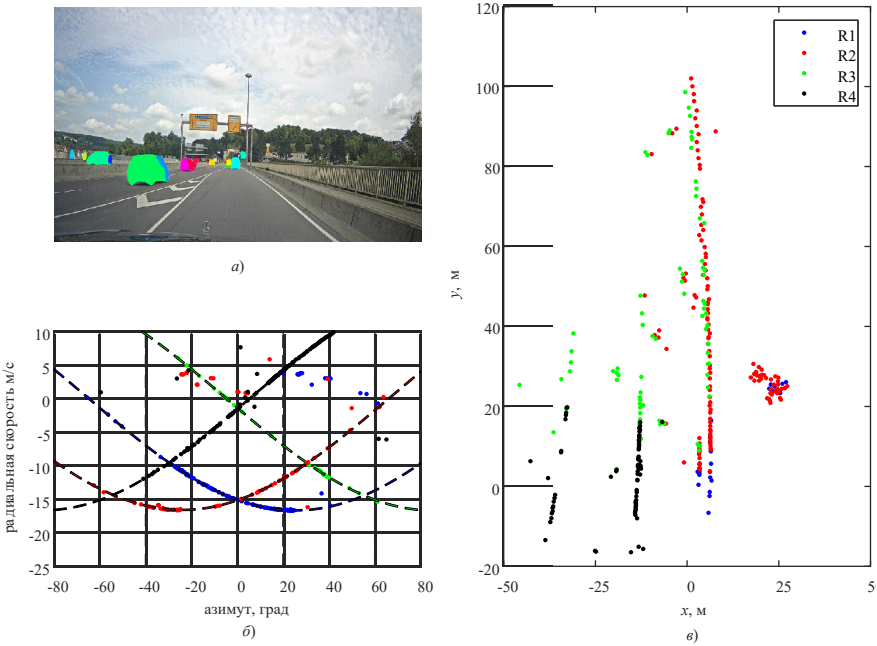
где $V_{r1} \dots V_{rN}$ и $\alpha_1 \dots \alpha_N$ – набор из N измерений радиальных скоростей и азимутов.

Систему уравнений (6) можно представить в матричном виде (7):

$$\vec{\boldsymbol{V}}_{\boldsymbol{r}} = \boldsymbol{A} \cdot \vec{\boldsymbol{V}}_{\boldsymbol{ego}}, \quad (7)$$

где $\vec{\mathbf{V}}_{\boldsymbol{r}} = [V_{r1}, \dots V_{rN}]^T$ – вектор значений радиальных скоростей стационарных объектов, $\mathbf{A} = \begin{vmatrix} sin(\alpha_1) & cos(\alpha_1) \\ \dots & \\ sin(\alpha_N) & cos(\alpha_N) \end{vmatrix}$ – матрица трансформации, зависящая от значений азимутов объектов. Матричное выражение (7) может быть решено методом наименьших квадратов [7].

На рисунке 2 показана фотография сцены (*а*), графики зависимости радиальной скорости от азимута (*б*) для системы из нескольких радаров, изображенной на рисунке 3 (*а*) и график оценки декартовых координат (*в*). На рисунках 2 *б* и *в* цвет точек соответствует используемому радару, штриховые линии – теоретическая зависимость радиальной скорости от угла. Минимум данной функции соответствует модулю собственной скорости автомобиля.



а)

б)

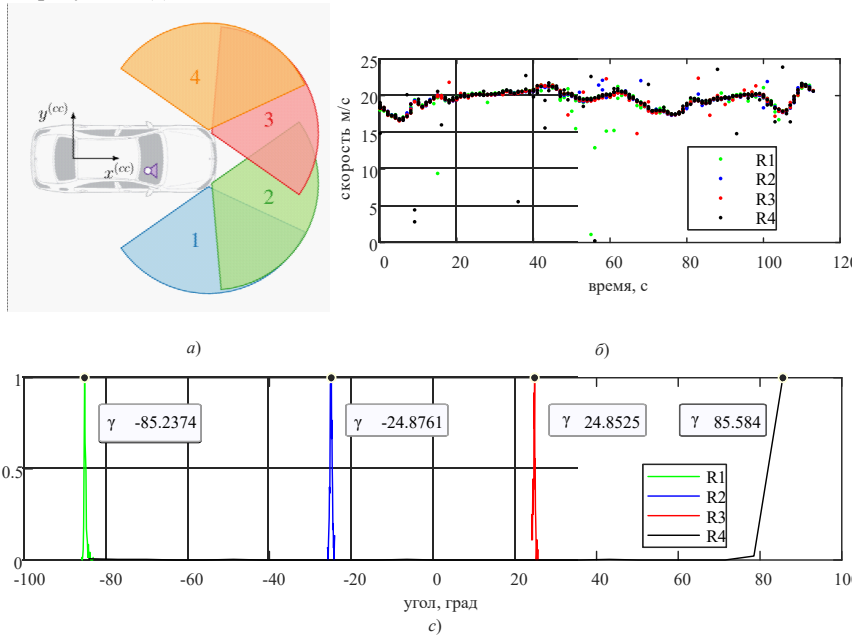
в)

Рис. 2

Алгоритм измерения нормали к плоскости радиолокационного датчика

Из рисунка 2 *б* видно, что значение радиальной скорости автомобиля для разных радаров имеет разное значение по оси абсцисс (ось азимутов). Это вызвано тем, что направление нормали к плоскости каждого радара различное. При массовой установке сенсоров на автомобиль, они могут быть установлены с неизвестной ошибкой. Тогда при объединении измерений будет возникать систематическая ошибка. Для оценки направления нормали к оси решетки можно использовать независимые измерения направления вектора скорости в системе координат каждого радара. Большую часть времени автомобиль двигается равномерно и прямолинейно. Тогда координаты вектора собственной скорости автомобиля в глобальной системе координат будут равны $\vec{\mathbf{V}}_{\boldsymbol{ego}} = V_{ego} \cdot [0, 1]$. Если система координат радара не совпадает с глобальной системой координат, тогда координаты вектора собственной скорости в ней будут равны $\vec{\mathbf{V}}_{\boldsymbol{ego}} = V_{ego} \cdot$

$[sin(\beta_{const}), cos(\beta_{const})]$, где β_{const} – угол поворота систему координат радара относительно глобальной системы координат. Его можно оценить на участках с прямолинейным движением. Гистограмма оценки угла рысканья для каждого из радаров показана на рисунке 3 (c).



а) *б)* *с)*

Рис. 3

Выводы

В работе рассмотрен алгоритм онлайн калибровки распределенной сети из радиолокационных сенсоров. Алгоритм основан на сопоставлении модели зависимости значения радиальной скорости стационарных объектов и реальных измерений. Результаты экспериментальных исследований показали эффективность предлагаемого подхода.

[1] Waldschmidt C., Hasch J., Menzel W. // IEEE Journal of Microwaves, 2021, Vol. 1, no. 1, P. 135, DOI: 10.1109/JMW.2020.3033616.
[2] Skolnik M. I., Introduction to Radar. In: Skolnik M. I. (Ed.), Radar Handbook, 1st ed., McGraw-Hill, – New York, NY, USA, 1962, pp. 21–X.
[3] Bao Y., Zhou H., Yang Z. // Proceedings of the 2020 German Microwave Conference (GeMiC), – Düsseldorf, Germany, Mar. 2020, pp. 108–111, IEEE.
[4] Strang G., Introduction to Linear Algebra. – Wellesley: Wellesley-Cambridge PressMA, USA, 2022.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИМЕНИМОСТИ МОДУЛЯЦИЙ ВЫСОКОГО ПОРЯДКА В ВОСХОДЯЩЕМ КАНАЛЕ СИСТЕМЫ СВЯЗИ 5G

А.А. Солодкова, И.М. Аверин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В условиях стремительного развития мобильной связи пятого поколения (5G) увеличиваются требования к передаче данных, в связи с чем появляется необходимость использования высокоэффективных методов модуляции. Одним из таких способов является применение модуляций высокого порядка, например, 1024-QAM, позволяющих значительно повысить пропускную способность канала, особенно в восходящем направлении (uplink) [1]. Однако такая реализация сопряжена с рядом технических сложностей, связанных с ограничениями мощности пользовательских устройств (UE), многолучевым распространением и влиянием характеристик антенн. Эти факторы существенно влияют на уровень сигнала и качество связи.

Особое внимание в данном исследовании уделяется изучению воздействия ориентации антенн на показатели SINR и, как следствие, на возможность использования сложных модуляций в сетях 5G.

В рамках работы проводится сравнение графиков SINR для трех ключевых положений пользовательских устройств: при идеальном направлении, случайной ориентации и при использовании диполей. Полученные результаты позволят объективно оценить эффективность и ограничения использования больших модуляций, определить пути повышения надежности связи.

Параметры моделирования

Для проведения моделирования были выбраны два ключевых сценария, подробно описанных в стандарте 38.901 [2]: Urban Macrocell и Indoor Office.

Выбор этих сценариев обусловлен их широким применением и актуальностью. Они позволяют оценить работу сети в различных средах – как на открытых городских площадках, так и внутри зданий, что важно для разработки и оптимизации технологий высокой скорости передачи данных. Ниже представлена таблица 1 с параметрами для моделирования.

Табл. 1

Parameters		**Urban macrocell**	**Indoor**
Frequency band		7GHz	
System bandwidth		200MHz with 30kHz SCS	
UE antenna configuration		CPE antenna: 2×4 array, 6.4 dBi gain per element, and 15.4 dBi max gain	
Network layout		19 macro sites, 3 sectors per site with wrap around	50m x 120m, 12BSs
Inter-site distance		500m	20m
BS antenna height		25 m	3 m
	Outdoor/indoor	Outdoor and indoor	Indoor

UE location	Indoor UE ratio	20%	
	Low/high Penetration loss ratio	50% low loss, 50% high loss	
	LOS/NLOS	LOS and NLOS	LOS and NLOS
	UE antenna height	Same as 3D-Uma in TR 36.873	1.5 m
UE distribution (horizontal)		Uniform	
Minimum BS – UE distance (2D)		35 m	0 m
Channel model		TR 38.901 v19.1.0 Indoor-Office	TR 38.901 v19.1.0 UMa
Shadowing correlation		Between cells: 1.0 Between sites: 0.5	
Pathloss		3D-UMa LOS and NLOS in Table 7.2-1 of 36.873	3D-InH LOS and NLOS in Table 7.2-1 of 36.873
BS antenna configuration		(M,N,P,Mg,Ng; Mp, Np)= (24, 16, 2, 1, 1; 4, 16)	(M,N,P,Mg,Ng; Mp, Np)= (4, 8, 2, 1, 1; 2, 8)
Mechanic tilt		10°	Boresight direction is perpendicular to the ceiling
BS noise figure		6 dB	5 dB
UE noise figure		9 dB	

Формирование луча и конфигурация антенной решетки

Следующим этапом были рассмотрены конфигурации антенной решетки пользовательского устройства:

1) Направленная антенная решетка: схема элементов такая же, как у элемента 38.901 (будут рассмотрены два случая: произвольная ориентация в пространстве и антенная решетка, направленная в сторону обсуживающей базовой станции), рисунок 1.
2) Дипольные элементы, рисунок 2.

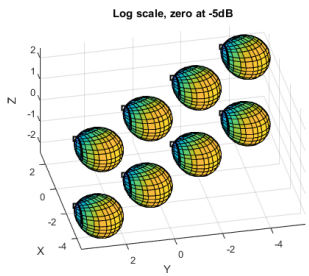


Рис. 1

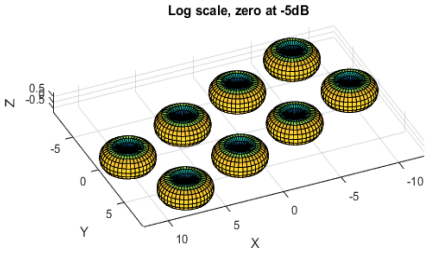


Рис. 2

Формирование луча, в случае идеального направления, осуществляется путем максимизации коэффициента усиления в направлении Line of Sight (LOS). Такая фокусировка позволяет направить основной лепесток диаграммы направленности антенны в сторону базовой станции, что увеличивает мощность принимаемого сигнала и улучшает качество связи.

Результаты моделирования

В процессе моделирования были получены результаты SINR для двух сценариев (UMa и InH), которые представлены на рисунках 3 и 4 ниже.

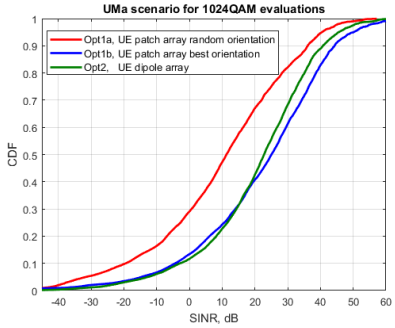


Рис. 3

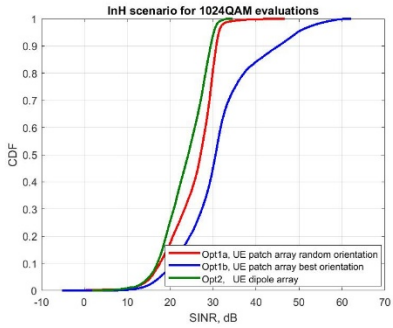


Рис. 4

В таблицах 2 (UMa) и 3 (InH) приведены значения SINR для трех уровней CDF (5%, 50%, 95%).

Табл. 2

Scenario	5% level, dB	50% level, dB	95% level, dB
Opt.1a, Случайная ориентация в пространстве	-31.4	11.4	40.6
Opt.1b, Идеальная ориентация	-14.5	25.2	50.3
Opt.2, Дипольный элемент	-12.5	22.9	45.7

Табл. 3

Scenario	5% level, dB	50% level, dB	95% level, dB
Opt.1a, Случайная ориентация в пространстве	15.5	26.6	31.2
Opt.1b, Идеальная ориентация	17.7	30.6	49.7
Opt.2, Дипольный элемент	14.7	23.8	30.1

Выводы

Проведенное моделирование отношения SINR в зависимости от ориентации пользовательского устройства (UE) относительно базовой станции показало, что расположение антенны является важным фактором, влияющим на качество связи и возможность применения модуляций высокого порядка. Результаты исследования подтверждают, что идеальная ориентация антенны (направленная в сторону обсуживающей базовой станции), существенно улучшает SINR, что, в свою очередь, позволяет использовать сложные схемы модуляций, такие как 1024-QAM и выше. Это открывает возможности для повышения спектральной эффективности и увеличения скорости передачи данных в восходящем канале (uplink).

Однако случайная ориентация приводит к ухудшению графика. В таких условиях применение модуляций высокого порядка становится затруднительным, что ограничивает производительность системы. Для компенсации потерь и обеспечения стабильной связи в условиях неоптимальной ориентации антенны необходимо разрабатывать дополнительные адаптивные алгоритмы.

Особый интерес представляют результаты для дипольной антенны, которые указывают на необходимость дальнейшего изучения ее характеристик. Они могут быть эффективны в определенных условиях, однако их применение требует тщательного анализа параметров.

В целом, исследование подтверждает, что использование модуляции высокого порядка в uplink возможно, но только при условии контроля ориентации антенны и применения компенсирующих механизмов для минимизации потерь

[1] R4-2602284, “WF on [118][101-B] 6G system parameter (part II)”, Feature lead: Oppo
[2] 3GPP TR 38.901 V19.0.0 (2025-06), “Study on channel model for frequencies from 0.5 to 100 GHz (Release 19)”

ПРИМЕНЕНИЕ ЛОГАРИФМА ОТНОШЕНИЯ ПРАВДОПОДОБИЯ В СИСТЕМАХ С РАЗНЕСЕННЫМ ПРИЕМОМ

И.С. Сорокин, Д.П. Фадеев

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В современных беспроводных системах связи (LTE, 5G NR, Wi-Fi) разнесённый приём является ключевым способом компенсации мультипликативных замираний и повышения помехоустойчивости [1]. Хорошо известны различные современные методы разнесенного приема в многоканальных антенных системах [2]. Как правило, это системы с единым вычислительным устройством, выполненные в монолитном корпусе. В гражданской городской инфраструктуре размещены отдельно стоящие радиосвязные устройства различного назначения. Актуальной задачей является объединение этих устройств в единую систему с разнесённым приемом для повышения помехозащищенности и надежности принимаемых данных. Разработке метода разнесенного приема для таких систем посвящена данная публикация.

Комплексная выборка r_i на выходе i-й антенны описывается выражением [3]:

$$r_i = h_i \cdot s + n_i, \qquad (1)$$

где h_i – комплексный коэффициент пространственного канала, подчиняющийся распределению Релея, с единичной дисперсией, s – переданный символ, n_i – выборка аддитивного белого гауссовского шума (АБГШ) с дисперсией σ^2.

Оптимальным методом линейного объединения сигналов с N приёмных антенн является метод максимального правдоподобия (MRC, Maximum Ratio Combining) [3]. На рисунке 1 представлена структурная схема метода MRC.

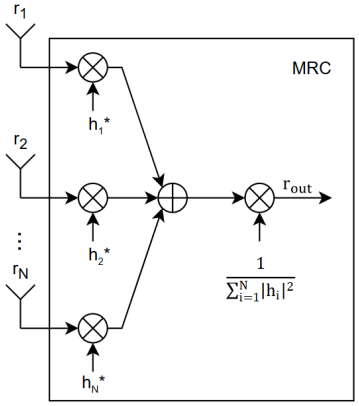


Рис. 1

Объединенный сигнал r_{out} формируется как взвешенная сумма принятых отсчетов каждой антенны. В качестве весового вектора выступает пространственный канальный коэффициент. Такое суммирование обеспечивает максимизацию отношения сигнал/шум (ОСШ) на выходе системы.

$$r_{out} = \frac{\sum_{i=1}^{N} h_i^* \cdot r_i}{\sum_{i=1}^{N} |h_i|}. \quad (2)$$

Для реализации формулы (2) в единое вычислительное устройство (FPGA) должны быть переданы принятые отсчеты r_i и канальные коэффициенты пространственного канала h_i с каждой антенны. На практике такое условие легко обеспечить, если антенные элементы и их аналоговые тракты размещаются совместно с вычислительным устройством. В антенных системах, которые состоят из отдельно стоящих радиосвязных изделий, вычислительные устройства пространственно разделены. Это усложняет передачу информации в единый вычислительный центр, в качестве которого может выступить одно из изделий системы. Аналогичная проблема возникает в изделиях с несколькими вычислительными устройствами, размещенными в едином корпусе. Структурные схемы таких систем представлены на рисунке 2а и 2б соответственно. Передаваемый объем данных в таких системах в этом случае может достигать десятков Гбит/с. Интерфейсные проводные линии передачи между изделиями и вычислительными устройствами системы как правило не обладают высокой скоростью передачи и не превышают единиц Гбит/с.

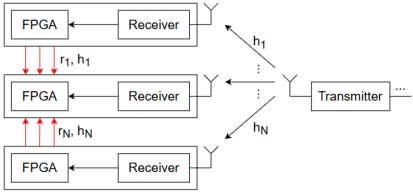


Рис. 2а

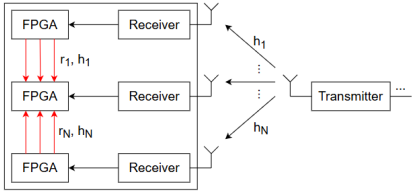


Рис. 2б

Практически все современные системы связи используют помехоустойчивое кодирование для увеличения надежности и достоверности передаваемых данных. В этом случае демодулятор вычисляет мягкие решения – логарифм отношения правдоподобия (*LLR*). Для принятого символа $\hat{s}$ метрика *LLR* определяется как [4]:

$$LLR = ln\left(\frac{P(b=0|\hat{s})}{P(b=1|\hat{s})}\right). \quad (3)$$

В канале с АБГШ широко применяется вычислительно эффективное приближение вычисления *LLR*[5]:

$$LLR = \frac{1}{2\sigma^2}\left(\min_{s\in S_1}|\hat{s}-s|^2 - \min_{s\in S_0}|\hat{s}-s|^2\right), \quad (4)$$

где S_1 – множество точек созвездия, в которых бит равен 1, S_0 – множество точек созвездия, в которых бит равен 0 [5]. Ключевым свойством LLR является их аддитивность при статистически независимых наблюдениях [4].

Величина *LLR* косвенно содержит в себе информацию об ОСШ. Поэтому в предлагаемом нами методе совместной обработке принятых отсчетов сигнала с разных

антенн результирующее значение *LLR* на выходе системы формируется простым суммированием с каждой из антенн.

$$LLR_{\Sigma} = \sum_{i=1}^{N} LLR_i \,. \qquad (5)$$

Таким образом, каждое радиосвязное устройство вычисляет только свое значение *LLR* и передает его на центральное вычислительное устройство. В этом случае нет необходимости передавать ни сами принятые отсчеты сигнала, ни информацию о канальной импульсной характеристике канала.

На рисунке 3 представлены кривые вероятности битовой ошибки (BER) от ОСШ для предлагаемого метода и метода MRC. Рассмотрено количество приемных антенн 2, 4, 8, модуляция BPSK. Из рисунка видно, что кривые BER предлагаемого метода совпадают с методом MRC, что подтверждает количественную эквивалентность методов.

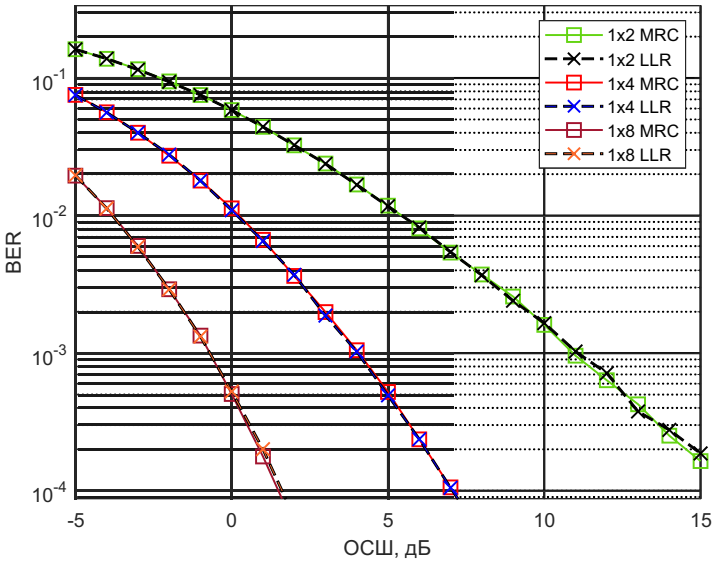


Рис. 3

Дополнительно уменьшение объема передаваемых данных можно обеспечить за счет ограничения разрядности значений *LLR*. Однако уменьшение разрядности может существенно огрубить исходные значения, что приведет к потерям помехозащищенности системы. Для определения необходимой разрядности были рассмотрены следующие представления значений *LLR* с фиксированной точкой: sfix8_4, sfix6_3, sfix5_2. На рисунке 4 представлены кривые BER для системы с 2 приемными антеннами и выбранными представлениями *LLR*, а также с представлением с плавающей точкой типа float.

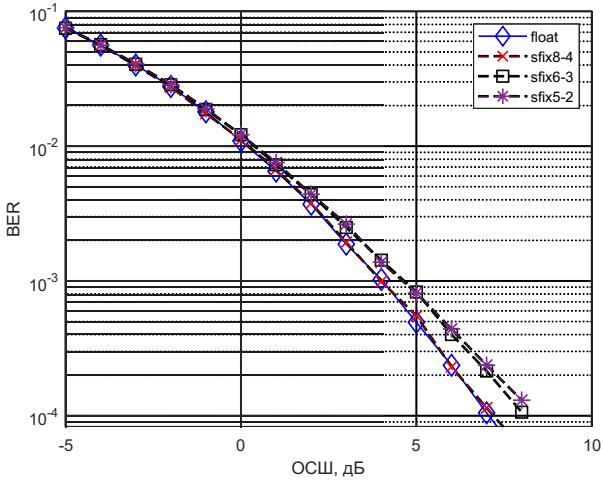


Рис. 4

Из рисунка видно, что разрядности представления *LLR* в 8 бит достаточно, чтобы исключить потери в обработке сигнала. В тоже время при разрядности *LLR* в 5 бит наблюдаются потери 1 дБ на уровне BER 10^{-4}. Современные помехоустойчивые декодеры позволяют успешно исправить ошибки при уровне не кодированной битовой ошибки от 10^{-3} до 10^{-1}. Таким образом возможно определить необходимую конечную разрядность *LLR*. Это позволит существенно снизить необходимую пропускную способность интерфейсных проводных линий между вычислительными устройствами до сотен Мбит/с. Такие количественные оценки позволяют применить метод разнесенного приема на основе логарифма отношения правдоподобия для системы из отдельно стоящих радиосвязных устройств и снизить требования к пропускной способности проводных шин передачи данных разрабатываемых изделий.

[1] Скляр Б. Цифровая связь. Теоретические основы и практическое применение. – М.: Издательский дом «Вильямс», 2003. 1104 с.
[2] Ермолаев В.Т., Флаксман А.Г. Теоретические основы обработки сигналов в беспроводных системах связи: Монография. – Нижний Новгород: Изд-во ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 2011, 368 с.
[3] Прокис Дж. Цифровая связь. – М.: Радио и связь, 2000, 800 с.
[4] Hagenauer J., Hoeher P. A Viterbi Algorithm with Soft-Decision Outputs and Its Applications // Proceedings of IEEE GLOBECOM. 1989. P. 1680.
[5] Viterbi A.J. An Intuitive Justification and a Simplified Implementation of the MAP Decoder for Convolutional Codes // IEEE Journal on Selected Areas in Communications. 1998. Vol. 16, no. 2. P. 260.

СИСТЕМНЫЙ ПОДХОД К ПРОЦЕДУРЕ ОБЕСПЕЧЕНИЯ ДОСТОВЕРНОСТИ ЦИФРОВЫХ КОМАНД УПРАВЛЕНИЯ В МОБИЛЬНЫХ РОБОТОТЕХНИЧЕСКИХ КОМПЛЕКСАХ

Д.А. Ваняев

НГИЭУ

Интеграция в повседневную практику гетерогенных робототехнических групп, включающих беспилотные авиационные системы, наземные манипуляторы, а также подводные и подземные аппараты, обострила проблему их коммуникации с наземной станцией управления (НСУ) [1, 2]. Эффективным решением данной задачи выступает кластеризация единой сети. В рамках такого подхода каждая изолированная группа выполняет локальную подзадачу, координируя действия для реализации общей целевой функции.

Для деления на кластеры можно использовать различные методы, которые разделяются на большие группы: мягкие и жёсткие. При жёсткой кластеризации устройство может входить только в один кластер, в мягком устройства могут принадлежать нескольким кластерам [3]. Для выполнения кластеризации необходимо выделить определённый алгоритм, по которому устройства будут распределены в группы. Данный алгоритм представлен на рис.

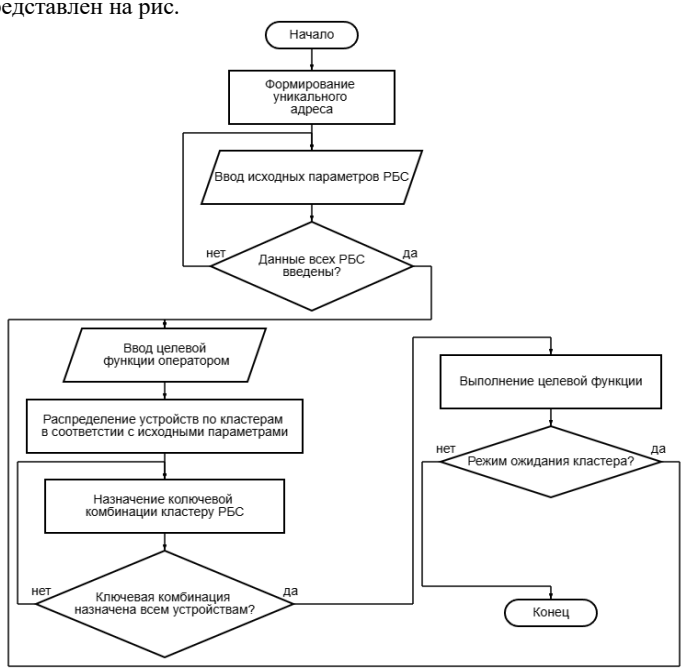


Рис.

Описываемый алгоритм обеспечивает распределение внутрикластерных адресов, однако исключает из рассмотрения механизмы их генерации и криптографической защиты каналов управления. При этом в процессе функционирования система обязана сохранять гомеостаз — способность поддерживать динамическое равновесие внутренней среды за счет скоординированных реакций на внешние раздражители. В качестве базиса для разделения кодовых слов между узлами сети и НСУ авторами выбраны эквивалентные блоковые систематические коды [4]. На приемной стороне таких систем применяется алгоритм мягкого декодирования зашумленных сигналов: на основе анализа достоверности принятых символов производится их релокация, при которой наиболее надежные элементы смещаются на позиции информационных разрядов.

Одновременно с этим на основе заданной перестановки генерируется порождающая матрица эквивалентного кода. Она применяется для повторного кодирования наиболее надежных информационных символов в идеальных условиях (при отсутствии помех). Сформированный таким образом кодовый вектор принимается за эталон, превосходящий по достоверности исходную последовательность из канала связи. Путем сравнения эталонной и принятой комбинаций определяются локаторы ошибок, что обеспечивает их оперативную коррекцию. Примечательно, что для каждого принятого блока данных формируется уникальный эквивалентный код, структура которого жестко привязана к текущей перестановке символов [5].

Построение модели расчёта матриц и кодовых слов для кода (15, 11)

Практическая реализация метода кластеризации пространства перестановок ранее исследовалась авторами на примере кода Хэмминга (7, 4) [5]. Вычисления показали, что для заданной разрядности информационных и проверочных бит число уникальных перестановок, пригодных для формирования кодовых слов в канале управления, ограничено 24. Такого объема недостаточно для построения полноценной самоорганизующейся сети. В связи с этим было принято решение перейти к коду большей значности — (15, 11), задействовав порождающий многочлен (1).

$$g(x) = x^4 + x + 1. \quad (1)$$

Получена порождающая матрица, приведённая к систематическому виду (2).

Следующим этапом является проведение серии перестановок столбцов с целью генерации новых матриц и соответствующих им кодовых слов. В рамках данной процедуры необходимо вычислить число вырожденных матриц (с нулевым определителем), поскольку они непригодны для дальнейшего использования. Моделирование показало, что из общего числа сочетаний $C_7^4 = 1365$, из которых вырожденных 525 и одна матрица повторяется в ходе перестановок. Итого пригодных для работы 839 матриц. Первые и последний представлены в табл. 1. Проверочные матрицы представлены в систематической форме, которая используется микропроцессором декодера для вычисления синдрома. Процесс заключается в умножении принятого кодового вектора на соответствующую матрицу. Нулевой результат вычисления (нулевой вектор синдрома) свидетельствует об отсутствии обнаруженных ошибок в принятой комбинации избыточного кода.

$$G = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 1 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 1 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 1 & 0 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 1 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Пригодные матрицы были распределены на 15 кластеров. Для работы преобразовываем матрицы в вектор из 44 бит, результат каждая матрица – точка в 44-мерном пространстве. Алгоритм группирует матрицы по минимальному евклидовому расстоянию между их векторами. В каждом кластере выбрана главная матрица – аналог центроида, элемента являющегося наиболее близким к среднему значению всех матриц в кластере. В каждом кластере находится от 30 до 68 элементов включая центроид, соответственно данные значения равны максимальному количеству устройств для кластера. Данные по некоторым матрицам и центроидам представлены в табл. 2.

Табл. 1

Перестановка	[4, 5, 6, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15]	[4, 5, 6, 7, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15]	[3, 4, 5, 6, 7, 8, 10, 11, 12, 13, 15]	[3, 4, 5, 6, 7, 8, 10, 11, 12, 13, 14]	[3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 12, 13, 14, 15]
Матрица	0 0 1 1 1 1 0 0 0 1 1 0 1 1 1 1 1 0 1 0 0 1 1 1 1 1 1 0 0 1 0 1 1 1 0 1 1 0 0 1 1 0 1 1	1 1 0 1 1 1 0 0 0 1 1 0 1 1 1 1 1 0 1 0 1 0 0 1 1 1 1 0 1 0 1 1 0 0 1 1 0 1 1 1 0 1 0 1	1 0 1 0 0 0 1 1 1 1 0 0 1 1 1 0 1 0 0 1 1 1 1 1 0 1 1 1 0 1 1 0 1 1 0 1 0 1 0 1 1 0 1 1	1 0 1 0 1 0 0 1 1 1 0 0 1 1 1 0 0 0 1 1 0 1 0 1 1 1 0 1 0 1 1 0 0 1 1 1 1 1 1 1 1 0 1 1	1 1 0 1 0 1 1 0 1 1 0 0 1 0 0 1 1 0 1 1 1 0 1 0 0 1 0 1 1 1 1 1 0 1 1 1 0 0 1 1 1 1 1 0

Процедура адресации предусматривает иерархическое распределение кодовых комбинаций: каждому робототехническому средству присваивается общесетевой ключ, сформированный на основе порождающей матрицы, а также индивидуальные ключи кластера и самого устройства. При трансляции сообщения в эфир в виде соответствующего кодового слова сигнал физически принимается всеми узлами сети, однако успешно декодировать его могут только те целевые устройства, для которых данная информация непосредственно предназначена.

При отправке сообщения от наземной станции с номерами столбцов матрицы {2,3,4,5,6,7,8,9,10,12} к устройству с номерами столбцов матрицы {4,5,6,8,9,10,11,12,13,14,15}, декодер в наземной станции произведёт перестановки для совпадения с матрицей получателя, произведёт кодирование, передатчик отправит

команду устройству. Аналогичным образом происходит процесс передачи команд для других устройств и всему кластеру в целом.

Табл. 2

№ кластера	1	2	3	4	5	6	…	15
Центроид	1 1 1 1 1 0 1 1 0 0 1 1 1 1 0 1 0 1 1 1 1 1 1 0 1 0 1 1 1 1 1 1 1 1 1 0 1 1 0 1 1 1 1 1	1 1 1 0 1 1 1 0 1 0 1 1 0 1 1 1 1 1 0 1 0 1 1 1 0 1 0 1 1 1 1 0 1 1 1 1 1 1 0 1 0 0 1 1	1 1 1 1 1 1 1 0 1 1 1 0 0 1 1 1 1 1 0 1 0 0 1 1 1 0 1 1 1 1 1 0 1 0 1 1 0 1 0 1 1 1 1 1	0 1 1 1 1 0 1 1 0 1 0 1 1 1 0 0 1 1 1 1 1 1 0 1 1 0 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 0 1 0 0 1 1 1	0 1 1 1 0 1 1 1 1 1 1 0 1 1 1 1 1 1 0 1 1 1 1 1 0 1 1 1 1 0 1 0 1 0 1 1 0 1 1 1 1 0 0 1	1 0 1 1 1 0 1 1 0 1 1 1 1 0 1 1 1 1 0 1 1 1 0 1 1 1 0 0 1 1 1 1 1 1 0 1 1 0 0 1 1 1 1 0	… … … … … … … … … … …	0 1 1 1 1 0 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 0 1 0 1 0 0 0 1 1 1 1 0 0 1 0 0 1 1 1 1 0 1 1 0 1
Количество элементов в кластере	63	63	64	52	64	53	…	45

Заключение

В работе рассмотрено допустимое множество ЭК для кода Хэмминга (15, 11). Выполнены перестановки и рассчитано количество уникальных невырожденных матриц, количество которых равно 839. Проведено построение 15 кластеров с группировкой вектором матриц по минимальному евклидовому расстоянию и выделением центроида, для распределения их каждому устройству. Изменяя матрицу с использование псевдослучайного генератора чисел. Так же предложен алгоритм распределения адресов кластера, где процесс объединения устройств в кластеры базируется на анализе функционального назначения группы, технических характеристик роботов, а также их пространственного расположения относительно друг друга и наземной станции управления.

[1] Агеев С.А. Метод и алгоритмы подсистемы оперативной поддержки принятия решений для управления техническим состоянием судового комплекса связи / С.А. Агеев, Н.С. Агеева, А.А. Гладких, В.В. Каретников // Автоматизация процессов управления. 2024. № 2 (76). С. 32.

[2] Башилов, А. М. Беспилотные технологии в системах аграрного производства / А. М. Башилов, В. А. Королев // Вестник НГИЭИ. 2023. № 5(144). С. 43. DOI 10.24412/2227-9407-2023-5-43-56. – EDN EEDXDV.

[3] Егоров, А. В. Особенности методов кластеризации данных / А. В. Егоров, Н. И. Куприянова // Известия ЮФУ. Технические науки. 2011. № 11(124). С. 174. EDN OJCYUZ.

[4] Гладких А.А. Архитектура коллективного управления с использованием свойств эквивалетности блоковых избыточных кодов / А. А. Гладких, Т. Г. Уласюк, М. Ю. Толикина [и др.] // Автоматизация процессов управления. 2025. № 4(82). С. 4. DOI 10.35752/1991-2927_2025_4_82_4. – EDN LXDJIG.

[5] Гладких А.А. Перестановочное декодирование как инструмент повышения энергетической эффективности систем обмена данными // Электросвязь. 2017. № 8. С. 52.

ЭФФЕКТИВНОСТЬ МНОГОКАНАЛЬНОГО КОМПЕНСАТОРА ПОМЕХИ В СИСТЕМАХ РАДИОСВЯЗИ

Д.С. Завьялов[1)], А.Г. Флаксман[1)], А.В. Ястребов[2)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского,
[2)] ООО «Радио Гигабит»

Введение

Для подавления помехи в системах радиолокации и радиосвязи широкое применение находят адаптивные многоканальные компенсаторы помехи (МКП) [1–3]. Для эффективного подавления помехи на выходе МКП необходимо оценить корреляционную матрицу помехи и шума в компенсационных каналах МКП, а также корреляционный вектор помехи и шума в основном и компенсационных каналах МКП.

Имеется существенное различие в применении МКП в этих системах. В радиолокационных системах длительность импульсов обычно значительно меньше периода их повторения. Поэтому эхо-сигнал также наблюдается в короткий период времени, соответствующий одному или двум элементам дальности, а активная помеха присутствует во всех элементах дальности. Следовательно, при усреднении входного процесса, в состав которого входит и полезный эхо-сигнал, можно выделить корреляционную матрицу собственного шума и внешней помехи и корреляционный вектор смеси помехи и шума в основном и компенсационных каналах МКП. В системах радиосвязи полезный сигнал передается и принимается непрерывно и при обработке входного процесса доступной является оценка корреляционной матрицы и корреляционного вектора смеси сигнала, помехи и собственного шума. В настоящей работе анализируются особенности применения и эффективность МКП в системах радиосвязи.

Подавление помехиПусть на входе антенной решетки (АР) имеется смесь полезного сигнала, помехи и собственного шума приемных устройств. Для подавления помехи используется МКП, который имеет основной (нерегулируемый) вход и K регулируемых компенсационных входов. Будем считать для конкретности, что основной канал создается на основе M-элементной линейной АР и весового вектора $\mathbf{S}$, который формирует заданную диаграмму направленности (ДН) АР. Функциональная схема МКП показана на рис. 1.

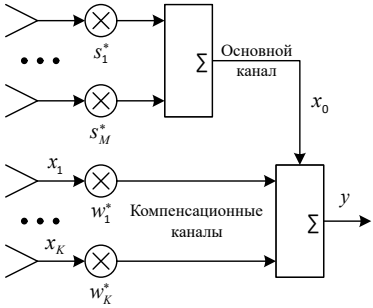


Рис. 1

На основной и K компенсационных входов МКП поступают стационарные узкополосные случайные комплексные процессы $x_0(l)$ и $x_k(l)$ (k=1,2,…,K), где l – номер выборки. Процессы $x_k(l)$ умножаются на весовые коэффициенты w_k^* и суммируются с процессом $x_0(l)$ (см. рис. 1).

Будем считать, что источник полезного сигнала находится в максимуме ДН АР основного канала. Тогда для l-й выборки входного процесса в основном канале имеем, что

$$x_0(l) = \sqrt{v_s}\sqrt{M}\xi(l) + \sqrt{v_{\text{int}}}\mathbf{S}^H\mathbf{V}(\varphi_{\text{int}})\eta(l) + \zeta(l), \qquad (1)$$

где v_s и v_{int} – отношение сигнал/шум (ОСШ) и отношение помеха/шум (ОПШ) в элементе АР, $\mathbf{V}(\varphi_{\text{int}})$ – вектор-фазор АР в направлении источника помехи, $(\cdot)^H$ – эрмитово сопряжение, $\xi(l)$, $\eta(l)$ и $\zeta(l)$ – статистически независимые комплексные гауссовы величины с нулевым средним и единичной дисперсией. Они моделируют сигнал, помеху и собственный шум (единичной мощности), соответственно. Скалярное произведение $\mathbf{S}^H\mathbf{V}(\varphi_{\text{int}})$ дает значение ДН основного канала в направлении источника помехи.

Для l-ой выборки входного процесса в k-ом компенсационном канале имеем, что

$$x_k(l) = \sqrt{v_s}\mathbf{S}_k^{(ком)H}\mathbf{V}(\varphi_s)\xi(l) + \sqrt{v_{\text{int}}}\mathbf{S}_k^{(ком)H}\mathbf{V}(\varphi_{\text{int}})\eta(l) + \zeta^{(ком)}(l), \qquad (2)$$

где $\mathbf{S}_k^{(ком)H}$ – весовой вектор, формирующий ДН k-го компенсационного канала. Скалярные произведения $\mathbf{S}_k^{(ком)H}\mathbf{V}(\varphi_{\text{int}})$ и $\mathbf{S}_k^{(ком)H}\mathbf{V}(\varphi_{\text{int}})$ дают значения ДН этого канала в направлении источников сигнала и помехи.

Обозначим через $\mathbf{W}$ весовой вектор МКП. Тогда выходной сигнал МКП будет равен $y(l) = x_0(l) + \mathbf{W}^H\mathbf{X}(l)$, где $\mathbf{X}(l)$ – вектор с компонентами $x_k(l)$ из (2).

Критерием эффективности компенсатора является минимум средней мощности смеси выходной помехи и шума. Для обеспечения этого минимума весовой вектор МКП должен быть найден из уравнения [1–3]

$$\mathbf{RW} = -\mathbf{P}, \qquad (3)$$

где $\mathbf{R}$ – $K\times K$ размерная корреляционная матрица смеси помехи и шума в компенсационных каналах, $\mathbf{P}$ – K-мерный корреляционный вектор смеси помехи и шума в основном и компенсационных каналах МКП.

На практике мы имеем ограниченное число L статистически независимых выборок входных процессов в основном и компенсационном каналах МКП. Регуляризованные максимально правдоподобные оценки матрицы $\mathbf{R}$ и вектора $\mathbf{P}$ имеют вид [1–3]

$$\widehat{\mathbf{R}} = \chi\mathbf{I} + \frac{1}{L}\sum_{l=1}^{L}\mathbf{X}(l)\mathbf{X}^H(l); \qquad \widehat{\mathbf{P}} = \frac{1}{L}\sum_{l=1}^{L}\mathbf{X}(l)x_0^*(l), \qquad (4)$$

где $\mathbf{I}$ – единичная матрица, χ – параметр регуляризации. При единичной мощности шума приемных устройств $\chi << 1.0$.

Отметим два момента, характерных для систем радиосвязи. Во-первых, матрица **R** является корреляционной матрицей смеси помехи и шума в компенсационных каналах МКП. Поэтому, для ее оценки необходимо исключить полезный сигнал из входного процесса (2) в компенсационных каналах. Это можно сделать за счет формирования глубокого провала («нуля») в ДН компенсационных каналах в направлении на полезный сигнал. Во-вторых, при оценке корреляционного вектора **P** будут возникают так называемые «перекрестные» члены между сигналом и помехой (шумом), обусловленные ограниченным числом L выборок входного процесса, которые должны быть пренебрежимо малыми. Это накладывает ограничение на минимальную длину выборки ($L >> \sqrt{v_s v_{\text{int}}}$).

Такие проблемы не возникают в системах радиолокации. Это связано с тем, что отраженный эхо-сигнал присутствует в одном (двух) элементах дальности, а помеха – во всех элементах дальности. Поэтому при использовании формул (4) «перекрестные» члены между сигналом и помехой (шумом) являются пренебрежимо малыми.

Результаты моделирования

Рассмотрим эффективность подавления помехи с помощью МКП в системах связи. Будем анализировать отношение сигнал/(шум+помеха) (ОСШП) на выходе МКП при точных корреляционной матрице **R** и корреляционном векторе **P** (оптимальная обработка, $L=\infty$), а также при конечном числе L выборок входного процесса (адаптивная обработка), когда оценки матрицы **R** и вектора **P** имеют вид (4). Пусть основной канал МКП сформирован на основе 16-элементной линейной АР с периодом d=0.8λ (λ – длина волны). Ширина луча АР по уровню половинной мощности составляет 4°. Компенсационный канал сформируем с помощью двух изотропных антенн и разностной схемы. Разностная мощностная ДН будет равна $F(\varphi) = 4\sin^2(\pi b_\lambda \sin\varphi)$, где b_λ=0.8λ – расстояние между этими антеннами (в длинах волн). Зададим ОСШ v_s=10 дБ и ОПШ v_{int}=20 дБ. Параметр регуляризации в (4) $\chi = 0.3$.

На рис. 2 (слева) показано среднее ОСШП (дБ) в зависимости от азимута помехи при оптимальной и адаптивной обработке при ОПШ v_{int}=20 дБ и числе выборок L=150. Азимут источника помехи менялся с шагом 0.5°. На рис. 2 (справа) приведены средние потери в выходном ОСШП в зависимости от длины L входного процесса при ОПШ v_{int}=10, 20 и 30 дБ. Угол прихода помехи равен 10.5°. Результаты получены путем усреднения по 100 реализациям входного процесса. Таким образом, для обеспечения потерь меньше 3 дБ входной процесс должен состоять из 100 и более выборок.

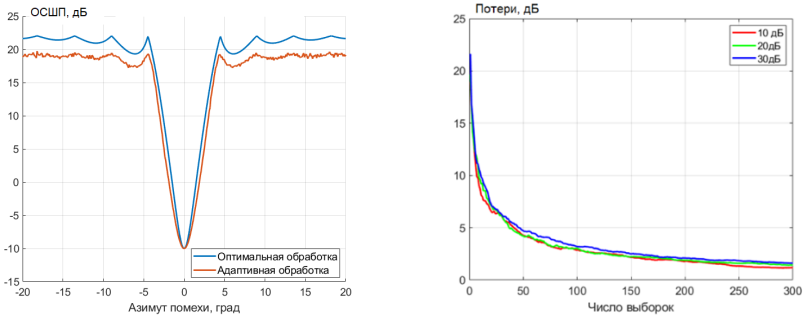


Рис. 2

Аналогичные результаты для системы радиолокации при одинаковых параметрах МКП показаны на рис. 3 при ОПШ v_{int}=20 дБ. Видно, что отсутствие «перекрестных» членов между сигналом и помехой при оценке корреляционной матрицы и корреляционного вектора в (4) дает возможность значительно уменьшить необходимую длину входного процесса. Для обеспечения потерь меньше 3 дБ входной процесс может состоять из нескольких выборок.

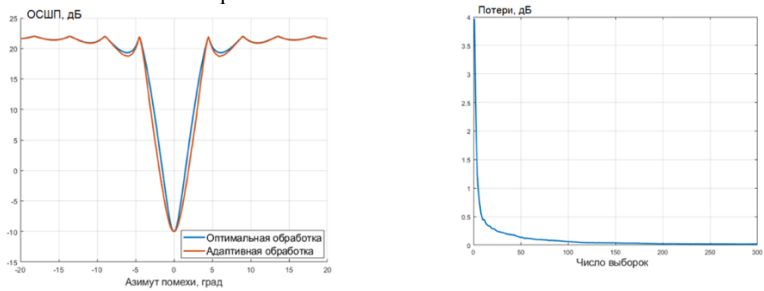


Рис. 3

Выводы

В настоящей работе исследованы особенности применения и эффективность МКП в системах радиосвязи. Показано, что длина входного процесса должна быть выбрана значительно большей, чем в системах радиолокации.

[1] Монзинго Р.А., Миллер Т.У. Адаптивные антенные решетки: Введение в теорию. – М.: Радио и связь, 1986. 448 с.
[2] Уидроу Б. Стирнз С. Адаптивная обработка сигналов. – М.: Радио и связь. 1989, 440 с.
[3] Ермолаев В.Т., Флаксман А.Г. Методы обработки сигналов в адаптивных антенных решетках и компенсаторах помехи: – Учебное пособие. / Нижний Новгород: Нижегородский государственный университет, 2015. 194 с.

Секция «Статистическая радиофизика и мобильные системы связи»

Заседание секции проводилось 19 мая 2026 г.
Председатель – А.А. Мальцев, секретарь – О.В. Болховская.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXX научной конференции по радиофизике

СЕКЦИЯ
«АКУСТИКА»

Председатель – С.Н. Гурбатов, секретарь – А.А. Хилько.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

УПРАВЛЯЕМЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭКВИВАЛЕНТ МОЩНОГО НИЗКОЧАСТОТНОГО ГИДРОАКУСТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО АНАЛОГА ИНДУКТИВНОСТИ

А.К. Бритенков[1, 2], А.Г. Окунев[1], С.Б. Захаров[2], Р.В. Травин[1, 2]

[1] ИПФ РАН
[2] ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Во многих приложениях гидро- и сейсмоакустики необходимо использование мощных низкочастотных гидроакустических излучателей (НЧИ), излучающих акустическую мощность на уровне сотен и тысяч Вт. Для корректной настройки и согласования систем возбуждения с НЧИ используются их электрические эквиваленты, удовлетворяющие ряду противоречивых условий. Одной из особенностей использования электрических эквивалентов является реализация перестройки эквивалента по частоте во время имитации излучения. В докладе изложены основные технические проблемы разработки подобных эквивалентов мощных НЧИ, а также рассмотрен перспективный вариант реализации управляемого электрического эквивалента на базе электрического аналога индуктивности.

Проблемы разработки электрических эквивалентов

Электрические эквиваленты мощных гидроакустических излучателей применяются в первую очередь для системы возбуждения на номинальной мощности при отсутствии возможности подключения гидроакустического излучателя, расположенного под водой на рабочей глубине. Кроме того, с учётом сходства импедансных характеристик НЧИ и его эквивалента, электрический эквивалент используется для проверки согласования НЧИ и системы возбуждения, поскольку согласование является определяющим фактором оптимального режима работы мощного излучающего гидроакустического комплекса. Уровень создаваемого излучателем звукового давления при заданной чувствительности накладывает особые требования на устройство электрических эквивалентов мощных низкочастотных пьезоэлектрических преобразователей [1]. Кроме того, большинство НЧИ имеют сложные импедансные характеристики [2], обусловленные наличием как механических, так и электрических резонансов и колебаний конструктивных элементов, а зависимость резонансной частоты преобразователя от глубины требует обеспечения возможности перестройки и резонансной частоты эквивалента.

Зачастую для настройки систем возбуждения в рабочей полосе частот используются схема замещения излучателя в виде последовательного колебательного контура с параллельно включённой статической ёмкостью активного пьезоэлектрического элемента [3]. Однако, из-за многообразия физических процессов, происходящих при преобразовании электрической энергии сигнала в механические колебания окружающей среды, гидроакустический преобразователь, строго говоря, не сводится к эквивалентной схеме в виде обобщенного электрического контура с одной резонансной (рабочей) полосой частот. Для реализации электрических эквивалентов подобных излучателей

логично использовать несколько независимых колебательных контуров в совокупности с разделительными трансформаторами, как предложено в патенте [4].

Рассматривая возможность перестройки частоты и изменения активного сопротивления эквивалентной схемы непосредственно в процессе имитации излучения гидроакустических сигналов, нужно заметить, что общепринятых способов на текущий момент не существует, как и нет публикаций в открытой печати о тенденциях решения данной проблемы. Так, в работе [5] описано использование управляемых эквивалентов электрической нагрузки для повышения эффективности проведения входного контроля источников вторичного электропитания, а в статье [6] предложено схемотехническое решение устройства, имитирующего импеданс электродинамической головки громкоговорителя для различных видов акустического оформления. В патенте [7] приведён универсальный электрический эквивалент громкоговорителя, использование которого позволяет расширить имитационные возможности устройства. Сложность решения проблемы перестройки электрического эквивалента для гидроакустических приложений связана с высокими уровнями действующих напряжений и токов в электрической схеме замещения мощного НЧИ, а также с ограничениями на параметры существующей элементной базы электронных компонентов.

Моделирование схемы замещения НЧИ на основе гиратора

Для проверки соответствия параметров двухполосной схемы электрического эквивалента и определения возможности управления параметрами основного резонанса НЧИ проведено моделирование схемы замещения и оценка максимальных значений тока и напряжения в цепи эквивалента, реализованного с использованием схемы гиратора – электрического аналога индуктивности [8]. Гиратор, входящий в схему замещения НЧИ, выполнен по типовой схеме на базе операционного усилителя (ОУ) с коэффициентом усиления по напряжению около 5×10^4.

Использованная схема замещения показала возможность перестройки резонансной частоты (имитация дрейфа резонансной частоты НЧИ) путём вариации сопротивления резистивных элементов непосредственно в самой схеме гиратора. Импедансные характеристики подобного эквивалента в рабочем диапазоне частот имеют качественное сходство с реальными параметрами мощных НЧИ, измеренными во время натурных испытаний. Тем не менее, при таком схемотехническом решении уровень тока на выходе ОУ значительно превышает предел, допустимый для существующих серийных ОУ (например, К140УД22Б, К544УД2Б и т.д.).

С учётом введения в схему дополнительного буферного каскада (усилителя мощности) и использования возможностей современной элементной базы, максимальное значение тока в цепи обратной связи можно значительно увеличить, повысим максимальную мощность, рассеиваемую на эквиваленте гидроакустического излучателя. Для сборки макета электрического эквивалента проведено моделирование схемы с буферным каскадом и получены параметры схемы гиратора (включая и коэффициент трансформации понижающего трансформатора) для заданной импедансной характеристики НЧИ. Проверка схемотехнического решения и оценка практической реализуемости эквивалента в исследованиях импедансных характеристик в полосе частот основного резонанса проведены для одного колебательного контура (рис. 1), при пиковой

электрической мощности до 1000 Вт, что соответствует излучению порядка 200 Вт акустической мощности.

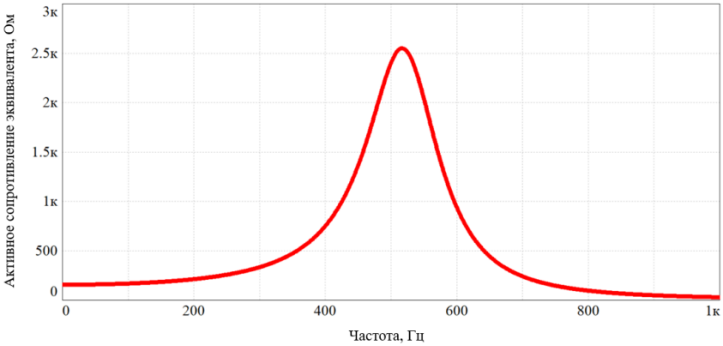


Рис. 1

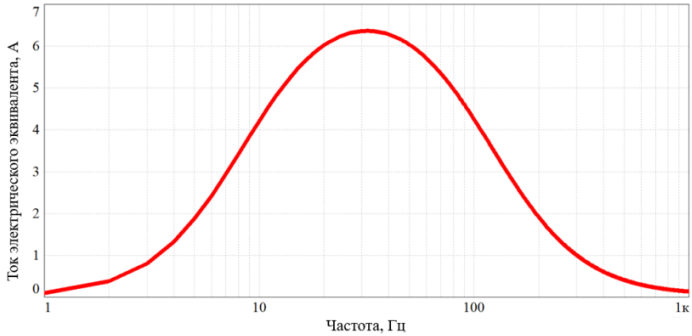


Рис. 2

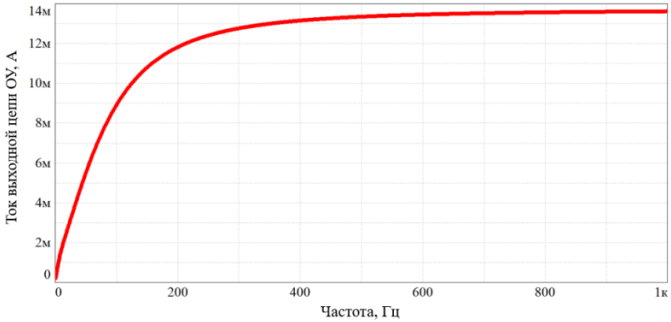


Рис. 3

Как видно из рис. 2, при амплитуде входного напряжения до 1,0 кВ от системы возбуждения на эквиваленте НЧИ амплитуда тока после понижающего трансформатора в цепи гиратора в рабочей полосе приближается к 7 А. При использовании понижающего трансформатора напряжение, развиваемое во вторичной обмотке, находится в пределах допустимых напряжений для ОУ общего назначения. Как правило, предельные значения выходного тока типовых ОУ, подходящих по совокупности характеристик для использования в схеме электронного аналога индуктивности, составляют 1-20 мА, достигая 10-20 А в специализированных ОУ [9, 10]. Таким образом, установка буферного усилителя звуковой частоты в цепи ОС классического гиратора позволяет разгрузить выходной каскад ОУ, обеспечивая формирование существенных выходных токов при помощи УЗЧ.

Заключение

Расчёты показали, что электрический эквивалент на основе гиратора позволяет производить моделирование и настройку мощных излучающих систем со сложными импедансными характеристиками НЧИ. Предложенная техническая реализация позволяет обойти ограничения по токам и напряжениям схемы «классического» гиратора на ОУ, что даёт возможность использования широкого спектра существующих ОУ для построения эквивалентов нагрузки, обеспечивающих имитацию излучения гидроакустических сигналов на уровне сотен Вт акустической мощности.

[1] Свердлин Г.М. Прикладная гидроакустика. – Л.: Судостроение, 1980, 262 с.
[2] Александров В.А., Майоров В.А., Басов В.В. // В кн.: Тр. XIV Всеросс. конф. «Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики» (ГА-2018). – Санкт-Петербург. 2018. С. 114.
[3] Британков А.К., Боголюбов Б.Н., Фарфель В.А., Смирнов С.Ю., Кушнерёв Д.Н., Круглов Н.И. // Радиотехника. 2019. Т. 5, № 6. С. 129.
[4] Британков А.К., Боголюбов Б.Н., Смирнов С.Ю., Круглов Н.Ю., Кушнерёв Д.Н. // Патент RU 2726222. Заявка № 073945. Рег. № 2019137455. Дата подачи заявки 20.11.2019.
[5] Демокидов А.Р. // В кн: Гагаринские чтения – 2022. Сборник тезисов работ международной молодёжной научной конференции XLVIII. – Москва: Изд-во «Перо», 2022. С. 295.
[6] Тихонова Л.С. // Мир техники и кино. 2023. Т. 17, № 1. С. 19.
[7] Тихонова Л.С. // Патент на изобретение RU 2759317 C1, 11.11.2021. Заявка № 2021102963 от 08.02.2021.
[8] Британков А.К., Захаров С.Б., Травин Р.В. // В сб.: Труды XXVIII научной конференции по радиофизике. – Нижний Новгород: Изд-во ННГУ, 2024. С. 243.
[9] Волович Г. И. // Схемотехника аналоговых и аналого-цифровых электронных устройств. – М.: Додэка-XXI, 2011, 528 с.
[10] Достал. И. // Операционные усилители. – М.: Мир, 1982, 512 с.

ЭФФЕКТЫ АМПЛИТУДНО-ЗАВИСИМОГО ВНУТРЕННЕГО ТРЕНИЯ В СТЕРЖНЕВОМ РЕЗОНАТОРЕ ИЗ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ОЛОВА

В.Е. Назаров[1)], А.Б. Колпаков[2)]

[1)] Институт прикладной физики РАН
[2)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Кристаллические твёрдые тела (металлы, сплавы и горные породы), содержащие одномерные дефекты решётки – дислокации, являются традиционными объектами исследований амплитудно-зависимого внутреннего трения (АЗВТ) – нелинейных декремента затухания (ДЗ) и дефекта модуля упругости (ДМУ). При возбуждении и распространении в кристаллах интенсивных акустических волн наблюдается их нелинейное затухание и изменение скорости распространении. АЗВТ объясняется гистерезисной нелинейностью кристаллических твердых тел и связывается с колебательным движением дислокаций и их периодическим отрывом от примесных атомов (и закреплением на них же) под действием внешнего динамического упругого напряжения или с обратимой микропластичностью кристаллов, также обусловленной движением дислокаций [1, 2].

В докладе приводятся результаты экспериментальных и теоретических исследований эффектов амплитудно-зависимого внутреннего трения (АЗВТ), возникающих при резонансном возбуждении продольных упругих волн в стержневом резонаторе, изготовленном из поликристаллического олова высокой чистоты (99,999%). Основные примеси (As, Fe, Cu, Ga, Zn, Pb, Ag, Au) составляли 0,001%. На рис.1 приведена фотография микроструктуры исследуемого образца. Видно, что олово обладает зернистой структурой с характерным размером зерна от 100 *мкм* до 500 *мкм.*

Схема эксперимента изображена на рис. 2. Исследуемый образец 1 – стержень длиной $L = 26$ *см* и сечением в виде равнобедренной трапеции с размерами $15 \times 10 \times 10$ *мм*. К нижнему торцу стержня 1, для возбуждения продольной волны накачки, приклеивался пьезокерамический излучатель 2, другая сторона которого – к массивной металлической нагрузке 3. Для приёма продольных колебаний, создаваемых излучателем 2, к верхнему свободному торцу стержня приклеивался пьезокерамический приёмник 4, сигнал с которого поступал на анализатор спектра. Такой стержень представлял собой акустический резонатор с почти жёсткой и мягкой границами. Локальная амплитуда $\in_m = \in_m (x)$ деформации волны в резонаторе определяется выражением: $\in_m (x) \approx \varepsilon_m \left| cos K_p x \right|$, где $\varepsilon_m \approx K_p U_1$ – амплитуда деформации в резонаторе, U_1 – амплитуда смещения $U(x,t)$ на частоте $F \approx F_p$, $K_p L = (2p-1)\pi/2$, p – номер моды $p = 1,2,3, \ldots$). Измерения проводились при возбуждении волны накачки на четырёх продольных модах резонатора, резонансные частоты $F_p \cong (2p-1)C_0/4L$ и добротности Q_p которых составляли соответственно: $F_1 \cong 2732$ *Гц*, $F_2 \cong 7485$ *Гц*, $F_3 \cong 12282$ *Гц*, $F_4 \cong 17098$ *Гц* и $Q_1 \cong 95$, $Q_2 \cong$

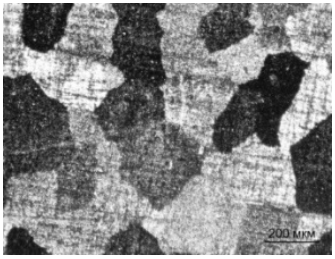


Рис. 1

124, $Q_3 \cong 134$, $Q_4 \cong 141$, где C_0 – низкочастотная фазовая скорость продольной волны в стержне. Отличие значений резонансных частот F_p от соотношения $F_p \propto (2p-1)$ связано с проявлением дисперсии, обусловленной отличием граничных условий резонатора от идеальных, и конечным значением "радиуса" стержня. Резонансная частота $F_1 = 2732$ Гц первой моды резонатора соответствуют тому, что фазовая скорость C_0 низкочастотной продольной волны в стержне составляет около $2{,}84 \cdot 10^5$ *см/с.*

Измерения проводились при комнатной температуре на прямом ходе, т.е. при увеличении амплитуды возбуждения резонатора. Погрешности измерения частоты и амплитуды деформации резонатора составляли $\pm 5 \cdot 10^{-1}$ Гц и $\pm 5 \cdot 10^{-2}$дБ.

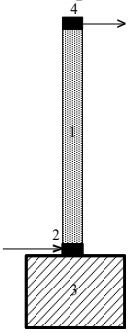


Рис. 2

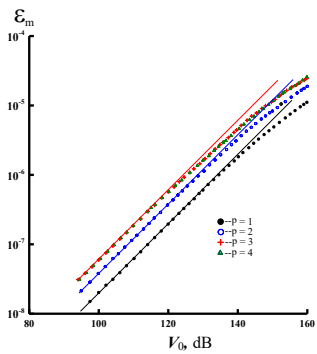


Рис. 3

На рис. 3 приведены зависимости амплитуды деформации ε_m (в резонансе) от амплитуды электрического гармонического напряжения V_0 на излучателе накачки при $p = 1,2,3,4$. Из рис. 3 следует, что при малых амплитудах возбуждения, при деформации $\varepsilon_m < 10^{-6}$, зависимости $\varepsilon_m = \varepsilon_m(V)$ линейны, а далее, при $\varepsilon_m > 10^{-6}$, они становятся нелинейными, что свидетельствует о наличии нелинейных потерь. На рис. 4 и 5 представлены зависимости нелинейных относительных сдвигов резонансных частот $\Delta F_{nl,p}(\varepsilon_m)/F_p$ и коэффициентов нелинейного затухания $\mu_{nl,p}(\varepsilon_m)$ от ε_m, а на рис. 6 приведены зависимости $\Delta F_{nl,p}(\varepsilon_m)/F_p - 1$ и $\mu_{nl,p}(\varepsilon_m) - 2$ от резонансной частоты F_p, полученные из рис. 4, 5 при $\varepsilon_m = 10^{-5}$. Из рис. 4 и 5 видно, что для каждой моды имеются два диапазона (слабого и сильного возбуждения), в которых $\Delta F_{nl,p}(\varepsilon_m)/F_p \propto \varepsilon_m$ и $\mu_{nl,p}(\varepsilon_m) \propto \varepsilon_m$, что свидетельствует о гистерезисной нелинейности олова. Из рис. 4 и 5 также видно, что при $\varepsilon_m = const$ значения $\Delta F_{nl,p}(\varepsilon_m)/F_p$ и $\mu_{nl,p}(\varepsilon_m)$ заметно уменьшаются с ростом частоты возбуждения резонатора, а из рис. 6 следует, что $\Delta F_{nl,p}(\varepsilon_m)/F_p$, $\mu_{nl,p}(\varepsilon_m) \propto F_p^{-0,4}$. Это свидетельствует об уменьшении гистерезисной нелинейности олова при увеличении частоты акустической волны. Необходимо, однако, отметить, что, несмотря на общие, отмеченные выше, амплитудно-частотные закономерности для $|\Delta F_{nl,p}(\varepsilon_m)|/F_p$ и $\mu_{nl,p}(\varepsilon_m)$, их поведение на рис. 4 и рис. 5 заметно отличается друг от друга.

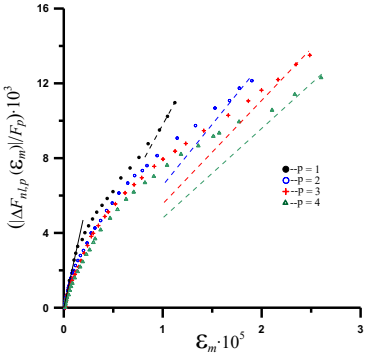


Рис. 4

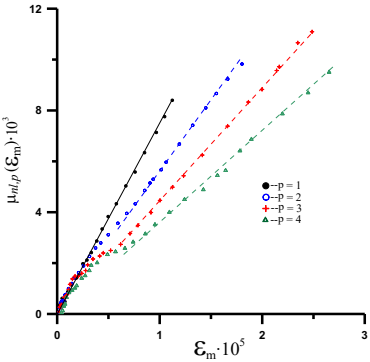


Рис. 5

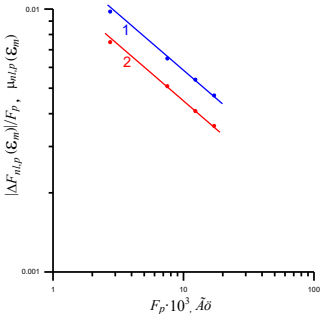


Рис. 6

Аналитическое описание эффектов АЗВТ в резонаторе из олова проводилось в рамках феноменологического уравнения состояния с частотно-зависимой гистерезисной нелинейностью:

$$\sigma(\varepsilon) = E[\varepsilon - f(\varepsilon)] + \alpha\rho\dot{\varepsilon},$$

$$f(\varepsilon) = \beta\varepsilon_m\left(\frac{1+a\varepsilon_m}{1+b\dot{\varepsilon}_m}\right)^n \varepsilon + \left(\frac{1+c\varepsilon_m}{1+d\dot{\varepsilon}_m}\right)^k \begin{cases} \beta_1\varepsilon^2 - \dfrac{\beta_1+\beta_2}{2}\varepsilon_m^2, (\dot{\varepsilon} > 0) \\ -\beta_2\varepsilon^2 + \dfrac{\beta_1+\beta_2}{2}, (\dot{\varepsilon} < 0), \end{cases} \quad (1)$$

где σ, ε, $\dot{\varepsilon}$, ε_m, $\dot{\varepsilon}_m = (\dot{\varepsilon})_m$ – продольные напряжение, деформация, скорость деформации, амплитуда деформации и амплитуда скорости деформации, E – модуль Юнга, $f(\varepsilon)$ – гистерезисная функция, $|f'_\varepsilon(\varepsilon)| \ll 1$, α – коэффициент линейной диссипации, ρ – плотность, $\beta, \beta_{1,2}$ – параметры нелинейности, $\beta\varepsilon_m \ll 1$, $|\beta| \gg 1$, $|\beta_{1,2}| \gg 1$, $\beta_1 + \beta_2 \geq 0$, n, k, a, b, c, $d = const$.

В этом выражении первое – негистерезисное и второе – гистерезисное слагаемые определяют нелинейные частотно-зависимые ДМУ и ДЗ, соответственно. При $a, b, c, d = 0$ (или $n = k = 0$) и $\beta = \beta_{1,2}$ выражение (1) соответствует симметричному микропластическому гистерезису Давиденкова [2], для которого эффекты АЗВТ не зависят от частоты. Уравнение состояния, вместе с уравнением движения $\rho U_{tt} = \sigma_x(\varepsilon)$ и

граничными условиями на торцах резонатора: $U(x=0,t)=Asin\Omega t$, $U_x(x=L,t)=0$, где $U=U(x,t)$ – смещение, $\varepsilon=U_x$, A и Ω – амплитуда и частота волны накачки, $\Omega=\Omega_p+\delta_p$, $\Omega_p=2\pi F_p$, определяют резонансную кривую резонатора и эффекты АЗВТ – нелинейные потери и сдвиг резонансной частоты.

Резонансная кривая резонатора определяется выражением:

$$\varepsilon_m=\frac{A\Omega_p/L}{\left\{\left[\delta_p-\delta_{nl,p}(\varepsilon_m)\right]^2+\left[\mu_p+\mu_{nl,p}(\varepsilon_m)\right]^2\Omega_p^2\right\}^{1/2}},$$

где $\delta_p=\Omega-\Omega_p$, $|\delta_p|\ll\Omega_p/p$, $\mu_p=\Omega_p^{-1}$, а нелинейный сдвиг резонансной частоты $\delta_{nl,p}(\varepsilon_m)=2\pi\Delta F_{nl,p}(\varepsilon_m)$ и нелинейные потери $\mu_{nl,p}(\varepsilon_m)$ зависят от параметров $\beta_{1,2}$ и определяются нижеследующими выражениями.

В режиме малых амплитуд:

$$\mu_{nl,p}(\varepsilon_m)=\left(1+\frac{9\pi}{32}k(c-d\Omega_p)\varepsilon_m\right)\tilde{a}\varepsilon_m, \tag{2}$$

$$\frac{\delta_{nl,p}(\varepsilon_m)}{\Omega_p}=-\left(1+\frac{9\pi}{32}n(a-b\Omega_p)\varepsilon_m\right)\tilde{b}\varepsilon_m, \tag{3}$$

где $\tilde{a}=\frac{8}{9\pi^2}(\beta_1+\beta_2)$, $\widetilde{b}=\frac{4}{3\pi}\beta$.

В режиме больших амплитуд:

$$\mu_{nl,p}(\varepsilon_m)=\left(\frac{\mathrm{c}}{d\Omega_p}\right)^k\left[1-\frac{3\pi k}{8\varepsilon_m d\Omega_p}\left(1-\frac{d\Omega_p}{\mathrm{c}}\right)\right]\tilde{a}\varepsilon_m, \tag{4}$$

$$\frac{\delta_{nl,p}(\varepsilon_m)}{\Omega_p}=-\left(\frac{a}{b\Omega_p}\right)^n\left[1-\frac{3\pi n}{8\varepsilon_m b\Omega_p}\left(1-\frac{b\Omega_p}{a}\right)\right]\tilde{b}\varepsilon_m. \tag{5}$$

Из экспериментальных результатов (рис. 4, 5, 6) и выражений (2)-(5) можно определить параметры нелинейности олова: $\beta=5{,}9\cdot10^3$, $(\beta_1+\beta_2)=8\cdot10^3$, $\tilde{a}=0{,}72\cdot10^3$, $\widetilde{b}=2{,}5\cdot10^3$, $k=n=0{,}4$, $a\cong1{,}1\cdot10^5$, $b\cong66{,}3(\mathrm{c})$, $\mathrm{c}\cong1{,}3\cdot10^5$, $d\cong6{,}5(\mathrm{c})$.

Из сравнения значений коэффициентов b и d, определяющих частотные зависимости нелинейных ДМУ и ДЗ следует, что эти коэффициенты сильно различаются: b больше d почти в 10 раз. По-видимому, это свидетельствует о разных проявлениях механизмов частотных зависимостей упругой и неупругой нелинейности поликристаллического олова, ответственных за ДМУ и ДЗ, и описываемых, соответственно, первым и вторым слагаемыми в выражении (1).

Работа выполнена в рамках Госзадания ИПФ РАН по теме № FFUF-2024-0035.

[1] Asano S. Theory of nonlinear damping due to dislocation hysteresis // J. Phys. Soc. Jap., 1970. Vol. 29, no. 4. P. 952.

[2] Давиденков Н.Н. О рассеянии энергии при вибрациях // ЖТФ. Том 58. № 6. 586 с.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕЧЕНИЙ ОТ ВСПЛЫВАЮЩИХ В ЖИДКОСТИ ГАЗОВЫХ ПУЗЫРЬКОВ

Г.Е. Хазанов[1, 2)], С.А. Ермаков[1, 3)]

[1)] ИПФ РАН
[2)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[3)] ФГБОУ ВО «ВГУВТ»

Введение

Исследование проявлений пузырьковых струй, выходящих на водную поверхность, за счет трансформации поверхностных волн на формируемых этими струями течениях – важная задача дистанционной диагностики океанических процессов, в частности, обнаружения утечек из подводных газопроводов, потоков парниковых газов со дна водоемов и пр. Несмотря на значительное число исследований собственно режимов всплытия пузырьков, вопросу об индуцируемых пузырьками течениях, уделялось меньшее внимание.

В данной работе, реализовано численное моделирование всплытия пузырьков воздуха на поверхность воды в среде “OpenFOAM”. Двухфазная среда вода-воздух моделировалась как эффективная однофазная. Для достижения высокого разрешения сетки в области вблизи границы раздела вода – воздух была применена методика динамической подстройки сетки Adaptive Mesh Refinement (AMR) [1]. Всплывающие с определенной глубины при нулевой начальной скорости пузырьки образуют восходящий поток увлекаемой жидкости, переходящий в приповерхностное горизонтальное течение.

Описание методики

Для моделирования двухфазной среды вода – воздух и отслеживания границы раздела, в модуле “interFoam” использовался метод конечных объемов («VOF»). Две несмешивающиеся жидкостные фазы рассматриваются как одна эффективная жидкость, которая моделируется одновременно во всей расчетной области, при этом функция α определяет долю конкретной жидкости в каждой ячейке. Уравнение для объемной доли α имеет вид:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla * (\alpha v) = 0. \quad (1)$$

Жидкость описывается как несжимаемая и ньютоновская. Решается трехмерная задача, ось OZ направлена вертикально вверх. Основные уравнения гидродинамики – уравнение непрерывности и уравнение Навье-Стокса записываются в виде:

$$\nabla \boldsymbol{v} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{v}}{\partial t} + \boldsymbol{v}(\boldsymbol{\nabla v}) = \nu \Delta \boldsymbol{v} - \frac{1}{\rho}\boldsymbol{\nabla} p + \boldsymbol{g} + \boldsymbol{F_s}, \quad (3)$$

где ρ – плотность жидкости, $\boldsymbol{v}$ – вектор скорости, p – давление, $\boldsymbol{g} = (0,0,-g_z)$, здесь g_z – ускорение свободного падения, ν – кинематическая вязкость. Слагаемое $\boldsymbol{F_s}$ моделирует силу поверхностного натяжения с использованием режима поверхностной силы, или continuum surface force (CSF) [2] и представляется в виде:

$$\boldsymbol{F_s} = \frac{\sigma k \boldsymbol{\chi} \boldsymbol{n}}{\rho}, \tag{4}$$

где σ – коэффициент поверхностного натяжения, $k\boldsymbol{\chi}$ – кривизна границы раздела, $\boldsymbol{n} = \frac{\nabla\alpha}{|\nabla\alpha|}$, $k\boldsymbol{\chi} = \nabla \mathrm{n}$.

Геометрическая схема численного эксперимента представлена на рис. 1.

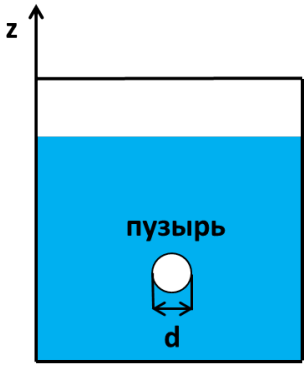


Рис. 1

В данной работе применялась динамическая подстройка сетки в рамках подхода локального адаптивного измельчения сетки (АИС), или «Adaptive Mesh Refinement» (AMR). Локальное АИС позволяет динамически измельчать сетку в определенных областях на основе пороговых значений определенных параметров (например, градиент α) в данной ячейке и не менять сетку в областях с низкими значениями данных параметров [1]. В нашей задаче, в рамках метода VOF, уточнение сетки производится на границе раздела для обеспечения высокого разрешения сетки. По мере перемещения границы раздела вдоль области, могут происходить последовательные уточнения сетки, и наоборот.

Пример реализации метода (AMR) представлен на рисунке 2. Здесь показаны скриншоты симуляции в два разных момента времени, в течение которого граница раздела вода-воздух претерпевала большие деформации и пузырь разделился надвое, а динамическая сетка подстраивалась под эти деформации. Красный цвет соответствует фазе воды, синий – воздуху.

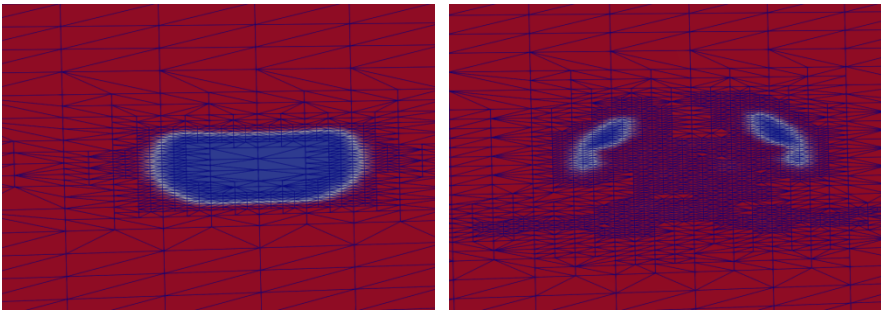


Рис. 2

Результаты численного моделирования

Проведена серия вычислений, в ходе которых пузырь воздуха, находящийся в начальный момент под водой, всплывает на поверхность раздела вода – воздух. Эксперименты проводились с одиночными пузырьками разных размеров, имеющими изначально нулевую скорость. Изначальная глубина пузырька варьировалась от 5 до 20 см, диаметры пузырьков варьировались от 4 мм до 20 мм. Всплывающие пузырьки образуют восходящий поток увлекаемой жидкости, переходящий в приповерхностное горизонтальное течение. Во всех симуляциях, для пузырьков разных размеров, образованное течение имеет структуру в виде двух симметричных вихрей, расположенных по обе стороны всплывающего пузырька, как можно видеть на рис. 3 для случая пузырька диаметром 4 мм. Такая динамическая картина симметричных вихрей хорошо соотносится с результатами лабораторных экспериментов [3]. На рис. 3 показана картина поля скоростей сразу после всплытия пузырька небольшого размера. Стрелки изображают поле скорости. Цвет стрелки отображает величину скорости по модулю.

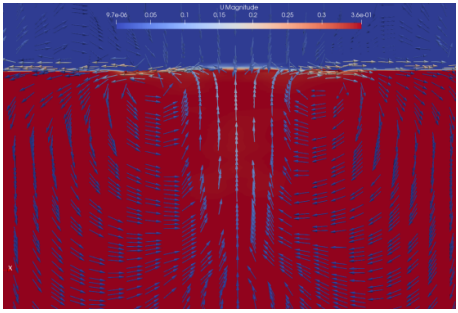


Рис. 3

При всплытии такого пузырька на поверхности образуется неоднородное течение и формируется поверхностная волна небольшой амплитуды в обе стороны от пузырька. На поверхности возникает индуцированное всплывающим пузырьком течение. Можно оценить величину скорости течения индуцированного на поверхности раздела вода

воздух при всплытии пузыря воздуха в зависимости от его размера и от изначальной глубины пузыря (рис. 4).

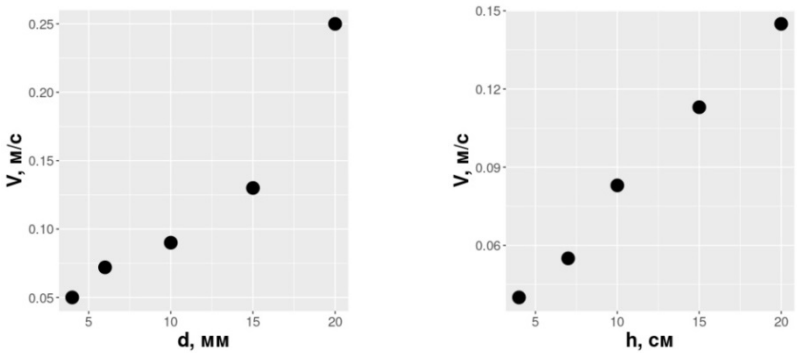


Рис. 4

Выводы

В ходе численного моделирования показано, что всплывающие пузырьки образуют восходящий поток увлекаемой жидкости, переходящий в приповерхностное горизонтальное течение, которое имеет структуру в виде двух симметричных вихрей, расположенных по обе стороны всплывающего пузырька. Дана оценка величины скорости индуцированного на поверхности воды течения при всплытии пузыря воздуха в зависимости от его размера и начальной глубины пузыря.

Работа выполнялись в рамках госзадания (проект FFUF-2024-0033).

[1] Jasak H., & Gosman A. (2000). Automatic resolution control for the finite-volume method, Part 2: Adaptive mesh refinement and coarsening. // Numerical Heat Transfer, Part B: Fundamentals. 2000. Vol. 38. P. 257.
[2] Brackbill J., Kothe D., & Zemach C. A continuum method for modeling surface tension. // Journal of Computational Physics. 1992. Vol. 100. P. 335.
[3] Ермаков С.А., Капустин И.А., Лазарева Т.Н., Калимулин Р.Р. // «Экспериментальное исследование трансформации гравитационно-капиллярных волн на течении, индуцированном пузырьковой пеленой» // «Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса». 2013 Т. 10, № 4. С. 298.

ГЕОФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬНАЯ ФУНКЦИЯ ДЛЯ РАСЧЕТА ПРИВОДНОГО ВЕТРА НАД ГОРЬКОВСКИМ ВОДОХРАНИЛИЩЕМ

Н.С. Русаков, О.С. Ермакова, Е.И. Поплавский, О.А. Даниличева, Г.А. Байдаков, Д.А. Сергеев

ИПФ РАН

Введение

Внутренние водоёмы играют важную роль в формировании регионального климата, хозяйственной деятельности и безопасности судоходства. Приводный ветер является ключевым фактором энерго- и влагообмена на границе вода–воздух. Стандартные метеорологические станции расположены на берегу и не отражают реальную ветровую обстановку над акваторией. Альтернативой служат спутниковые радиолокаторы с синтезированной апертурой (РСА), позволяющие получать информацию о ветре по характеристикам обратного рассеяния радиосигнала. Для восстановления скорости ветра по данным РСА используют геофизические модельные функции (ГМФ). Наиболее известны семейства CMOD, разработанные для открытого океана. Однако их применение к внутренним водоёмам, таким как Горьковское водохранилище, даёт значительные ошибки. Попытки создания моделей для озёр [1] или Каспийского моря [2] также не обеспечивают достаточной точности. Основная причина — различия в спектрах ветрового волнения. В океане волнение развитое, а на ограниченных акваториях преобладает молодое волнение, сильно зависящее от разгона — расстояния, на котором ветер действует на водную поверхность. Стандартные модели этот эффект не учитывают. Цель работы — разработка ГМФ для С-диапазона (спутники Sentinel-1, поляризация VV), учитывающей особенности волнения Горьковского водохранилища, включая зависимость от разгона.

Данные и оценка существующих моделей

Использованы 52 РСА-снимка Sentinel-1A и Sentinel-1B за период с апреля 2017 по октябрь 2019 года (исключая ледостав). Режим съёмки — Interferometric Wide (IW). Углы падения составляли 34,2° и 41,7°. Обработка включала калибровку, удаление термического шума и выделение акватории по данным JRC Global Surface Water. Наземные измерения скорости и направления ветра получены с метеостанции, установленной на маяке в южной части водохранилища (высота 9,5 м). Для 2019 года направление ветра восполнено по реанализу NCEP FNL. УЭПР усреднялась по квадрату 500×500 м на расстоянии 1,5 км от берега, вблизи метеостанции. Размерный разгон определялся как расстояние от этой точки до берега вдоль направления ветра. Сначала выполнена оценка существующих ГМФ: CMOD5.N, CMOD7 и двух вариантов модели для Каспийского моря [2]. Все они показали отрицательное смещение (систематическую недооценку скорости ветра) и повышенное среднеквадратичное отклонение. Наилучшие результаты среди них показала CMOD5.N, однако даже она даёт смещение около –1,1 м/с. Основная причина — использование океанских спектров волнения, не учитывающих малые разгоны и молодое волнение внутреннего водоёма.

Построение новой геофизической модельной функции

В основе новой ГМФ лежит двухмасштабная модель рассеяния [3,4]. Согласно этой модели, поверхность представляется как суперпозиция коротких брэгговских волн (длиной 3–5 см), непосредственно рассеивающих радиосигнал, и более длинных модулирующих волн (от 20–30 см и выше), которые изменяют локальный угол падения. Итоговая УЭПР получается усреднением по уклонам длинных волн. Для моделирования был использован спектр волнения Караева и Баландиной [5], разработанный на основе данных, включающих эксперименты на внутренних водоёмах, явно зависящий от безразмерного ветрового разгона $X = xg/U_{10}^2$, (где x — размерный разгон, g — ускорение свободного падения, U_{10} — скорость ветра на высоте 10 м) и охватывающий диапазон разгонов от 2000 до 20000.

Расчёты УЭПР выполнены для частоты 5,405 ГГц (С-диапазон), VV-поляризации, диапазона скоростей ветра 3–15 м/с, углов падения 30–45°, направлений ветра 0–180° и безразмерных разгонов 2000–20000. Итоговая ГМФ представлена в форме, аналогичной семейству CMOD:

$$\sigma = A_0(U_{10}, \theta, X) + A_1(U_{10}, \theta, X)\cos\varphi + A_2(U_{10}, \theta, X)\cos 2\varphi, \qquad (1)$$

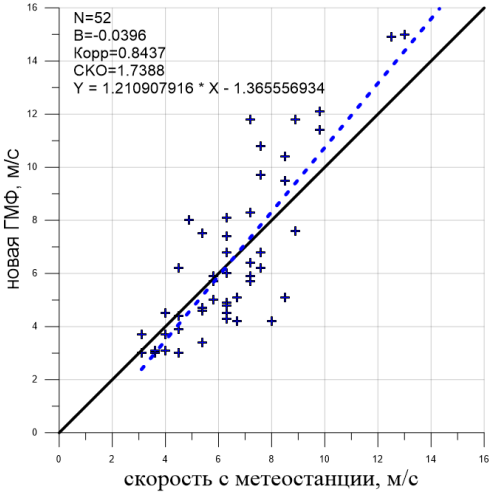
где φ — относительное направление ветра ($\varphi = 0$ — против ветра), θ — угол зондирования. Коэффициенты A_0 и A_2 аппроксимированы полиномами третьего порядка по θ и первого порядка по U_{10}, причём каждый коэффициент полинома, в свою очередь, представлен полиномом шестой степени от безразмерного разгона X.

Верификация и сравнение

Разработанная ГМФ верифицирована по тем же 52 снимкам и натурным данным. Для каждого измерения по спутниковому изображению получены УЭПР и угол падения, по реанализу или метеостанции — скорость и направление ветра, вычислен размерный разгон (расстояние до берега по направлению ветра), по новой ГМФ восстановлена скорость ветра. На рисунке приведено сравнение восстановленной скорости ветра с измеренной метеостанцией. Результаты сравнения статистических характеристик с другими моделями сведены в таблицу.

Табл.

Модель	**СКО, м/с**	**Смещение, м/с**	**Корреляция**
Новая ГМФ	1.74	–0.04	0.84
CMOD5.N	1.68	–1.13	0.82
CMOD7	2.09	–1.55	0.78
Radkani	2.22	–1.89	0.85



Заключение

Показано, что стандартные ГМФ (CMOD5.N, CMOD7) и модели, созданные для Каспийского моря, неприменимы к условиям Горьковского водохранилища — они дают отрицательное смещение и повышенную среднеквадратичную ошибку. Разработана новая геофизическая модельная функция для С-диапазона (поляризация VV), основанная на двухмасштабной модели рассеяния и спектре волнения Караева и Баландиной, который явно зависит от ветрового разгона. Новая ГМФ учитывает диапазон безразмерных разгонов от 2000 до 20000, характерный для Горьковского водохранилища. Верификация по 52 снимкам Sentinel-1 и натурным данным подтвердила преимущества новой модели: смещение близко к нулю, СКО на уровне лучших океанских моделей, высокая корреляция с измерениями. Разработанная ГМФ может быть рекомендована для восстановления скорости ветра над другими внутренними водоёмами с ограниченными разгонами после соответствующей адаптации.

Исследование проведено при финансовой поддержке гранта РНФ № 25-77-20016.

[1] Katona T., Bartsch A. // European Journal of Remote Sensing. 2018. Vol. 51, no. 1. P. 921.
[2] Radkani N., Zakeri B.G. // International Journal of Remote Sensing. 2020. Vol. 41, no. 9. P. 3511.
[3] Bass F.G., Fuks I.M., Kalmykov A.I. et al. // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 1968. Vol. 15, no. 5. P. 560.
[4] Kudryavtsev V., Hauser D., Caudal G. et al. // Journal of Geophysical Research. 2003. Vol. 108. FET 2-1.
[5] Караев В.Ю., Баландина Г.Н. // Исследование Земли из космоса. 2000. № 5. С. 1.

АНАЛИЗ СЕЗОННЫХ ИЗМЕНЕНИЙ ЛЕДЯНОГО ПОКРОВА КОНТИНЕНТАЛЬНЫХ ВОДОЕМОВ И МНОГОЛЕТНИХ КЛИМАТИЧЕСКИХ ТРЕНДОВ НА ОСНОВЕ АЛЬТИМЕТРИЧЕСКИХ ДАННЫХ МИССИЙ JASON И TOPEX/POSEIDON

О.С. Ермакова, Н.С. Русаков, Е.И. Поплавский, Д.С. Гладских, Г.В. Рыбушкина, Ю.И. Троицкая

ИПФ РАН

Наблюдение за внутренними водоемами, включая озера, водохранилища и реки, представляет собой важнейший элемент в понимании глобального водного цикла и реакции климата на антропогенные изменения. Водохранилища, в частности, являются чувствительными индикаторами этих изменений, поскольку они аккумулируют тепловую энергию, а их ледовый режим чутко реагирует на колебания температуры воздуха. Ледовый режим – это один из самых наглядных и чувствительных индикаторов климатических изменений, поскольку он интегрирует эффекты от многолетних вариаций температуры, количества осадков и ветрового режима. Сдвиги в датах замерзания и таяния озер являются надежным, интегральным показателем, характеризующим переходные сезоны. Момент установления открытой воды является критическим стартовым условием для моделирования годового термического и гидродинамического режима водоемов. Без точного знания этого параметра любая прогнозная модель, будет иметь высокую неопределенность на начальном этапе, что приведет к накоплению ошибок при расчете эволюции гидрологических характеристик на весь последующий период.

Существует несколько основных источников информации о ледовом режиме водоемов, каждый из которых имеет свои достоинства и ограничения. Наземная сеть наблюдений, представленная гидрологическими постами (данные доступны на портале http://gis.vodinfo.ru), обладает наивысшей достоверностью и возможностью визуальной оценки типа льда. Однако наземные наблюдения имеют точечный характер, то есть не видят весь водоем целиком, а только в месте расположения поста, что особенно критично для крупных водохранилищ с неоднородным ледовым режимом. Кроме того, наземные данные содержат частые пробелы из-за пропусков наблюдений, закрытия гидрологических постов по экономическим причинам и человеческого фактора. Оптические спутники, такие как Landsat и Sentinel-2, обеспечивают высокое пространственное разрешение до 10-30 метров и наглядность, однако они сильно зависят от наличия облачности, что особенно критично в осенний и весенний периоды, когда облачность наиболее интенсивна. Активные радиолокаторы с синтезированной апертурой, включая Sentinel-1 и RADARSAT, дают высокое разрешение до 10 метров, обладают всепогодностью и не зависят от освещения, однако интерпретация их сигнала сложна, поскольку гладкая поверхность воды и гладкий молодой лед дают схожий отклик. Кроме того, съемка этими спутниками происходит реже – раз в 6-12 дней, что может пропускать короткие переходные периоды ледостава и вскрытия.

Микроволновые радиометры, установленные на спутниках TOPEX/Poseidon, Jason-1, -2, -3, SARAL, Sentinel-3, AMSR2, SSMIS, отличаются высокой регулярностью наблюдений и всепогодностью, поскольку работают в диапазоне, свободно проникающем сквозь облака. Однако они имеют низкое пространственное разрешение (десятки километров), что затрудняет измерения над малыми и узкими водоемами, и требуют

сложной обработки данных, включая свертку с диаграммой направленности антенны. Несмотря на эти недостатки, микроволновые радиометры превосходят все другие методы по ключевому соотношению регулярность, надежность и доступность данных. Данные микроволновых радиометров доступны с конца 1990-х годов, начиная со спутника TOPEX/Poseidon, что позволяет анализировать климатические тренды за три десятилетия. Важной особенностью альтиметров TOPEX/Poseidon, Jason-1, Jason-2 и Jason-3 является их орбитальная преемственность: все четыре спутника двигались по фактически одной и той же орбите с высотой около 1336 км, наклонением около 66 градусов и периодом повторения около 10 дней. Именно это обеспечивает беспрецедентный 30-летний однородный ряд данных, охватывающий период с 1992 года по настоящее время, что критически важно для климатического мониторинга и анализа многолетних трендов, так как данные разных спутников сопоставимы без дополнительной калибровки. Методика распознавания ледового режима, разработанная в работах [1, 2], основана на совместном анализе данных активного и пассивного зондирования, а именно на зависимости удельной эффективной площади рассеяния при зондировании на частоте 13,6 ГГц (радиолокационный высотомер) и средней яркостной температуры для частот 18 и 37 ГГц (микроволновый радиометр). Показано, что метод работает надежно только для крупных водохранилищ. Для узких или малых водохранилищ метод не работает из-за влияния прилегающей суши на форму отраженного альтиметрического сигнала и недостаточного пространственного разрешения.

Альтернативный подход, который был предложен для средних по размеру водохранилищ, заключается в рассмотрении изменения яркостной температуры, измеряемой радиометром, вдоль трека при пролете над водным объектом [3]. В этом случае наблюдается заметное спадание средней яркостной температуры на двух каналах (18 и 37 ГГц) в области акваторий водохранилищ в летний период. На рис. 1 представлены зависимости средней яркостной температуры вдоль трека при пролете спутника надо Горьковским водохранилищем в момент полного освобождения ото льда (оранжевая кривая) и в момент, когда лед на водохранилище еще присутствовал (синяя кривая). Для подтверждения наличия или отсутствия ледового покрова приведены оптические снимки водохранилища со спутников Landsat 7 16/04/2002 (рис. 2), Modis 24/04/2002 (рис. 3), Landsat 7 02/05/2002 (рис. 4). Этот эффект связан с тем, что летом наблюдается заметная разница в излучательных способностях воды и суши: открытая вода имеет низкую излучательную способность (около 0,3–0,5), а суша – высокую (около 0,8–0,9). Зимой же, когда поверхность водоема покрыта льдом, а суша – снежным покровом, величины излучательных способностей льда и снега имеют близкие значения (около 0,85–0,9), поэтому провал на зависимостях яркостной температуры вдоль трека не наблюдается или выражен значительно слабее.

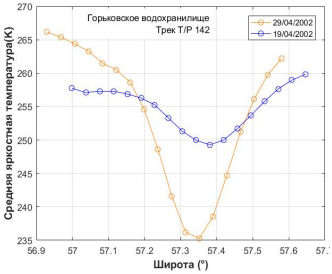


Рис. 1



Рис. 2

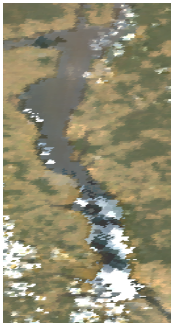


Рис. 3



Рис. 4

Для расчета яркостной температуры на верхней границе атмосферы используется одномерная модель переноса излучения в приближении плоскопараллельной атмосферы, пренебрегающая рассеянием, что является стандартным подходом для микроволнового диапазона в безоблачных и малооблачных условиях [4, 5]. Уравнение переноса включает собственное излучение поверхности, ослабленное атмосферой, восходящее и нисходящее излучение атмосферы, а также отраженное космическое излучение, что позволяет корректно учитывать вклад всех компонентов системы. Поглощение водяным паром пропорционально его столбцовому содержанию, причем коэффициенты поглощения на частотах 18 и 37 ГГц взяты из работ [6, 7]. Поглощение облачной жидкой водой аппроксимируется по формуле Рэлея для малых сферических капель, что справедливо для микроволнового диапазона, где размер капель много меньше длины волны. Коэффициенты эффективности поглощения для частот 18 и 37 ГГц для капель радиусом 10–30 мкм взяты из работ [5, 7]. Радиометр TMR имеет эллиптическую диаграмму направленности с размером пятна 42×42 км для частоты 18 ГГц и 22×22 км для частоты 37 ГГц, поэтому для корректного сравнения модельных и измеренных данных применяется процедура пространственной свертки моделируемых полей с гауссовским ядром, аппроксимирующим диаграмму направленности антенны. В ходе сравнения расчетов по предложенной модели получено удовлетворительное согласие с данными измерений с радиометра TMR как для случая каждой частоты по отдельности, так и для случая средней яркостной температуры для двух каналов (рис. 5).

Зависимости времен замерзания и вскрытия льда, полученные за весь исследуемый период с 1992 по 2017 годы, показали наличие устойчивого климатического тренда: наблюдается тенденция к более позднему замерзанию (в среднем на несколько дней за десятилетие) и более раннему вскрытию льда весной, и, как следствие, к сокращению общей продолжительности ледостава (рис. 6).

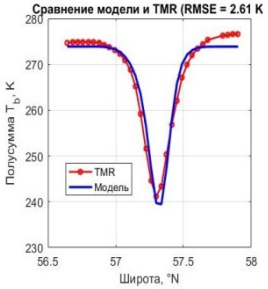


Рис. 5

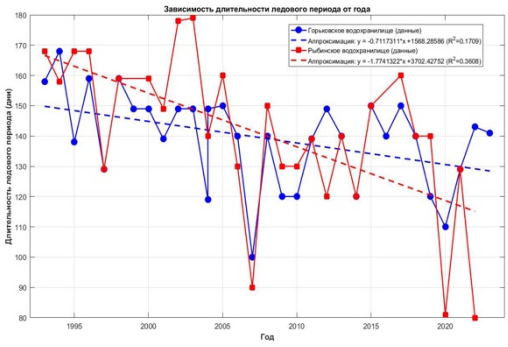


Рис. 6

Эти результаты хорошо согласуются с данными наземных наблюдений, полученными с гидрологических постов Российского Регистра гидротехнических сооружений, и подтверждают высокую чувствительность ледового режима внутренних водоемов к климатическим изменениям. Сокращение ледового периода на водохранилищах является важным индикатором регионального потепления и должно учитываться при планировании водохозяйственной деятельности, включая судоходство, рыболовство и гидроэнергетику.

Работа выполнена при поддержке РНФ проект № 25-77-20016.

[1] Kouraev A.V., Shimaraev M.N., Buharizin P.I. et al. // Global and Planetary Change. 2008. Vol. 62, no. 3-4. P. 210.
[2] Kouraev A.V., Zakharova E.A., Samain O., Mognard N.M., Cazenave A. // International Geoscience and Remote Sensing Symposium (IGARSS). 2003. Vol. 6. P. 3656.
[3] Rybushkina G.V., Lebedev S.A., Kouraev A.V. // Sovremennye Problemy Distantsionnogo Zondirovaniya Zemli iz Kosmosa. 2013. Vol. 10, no. 4. P. 234.
[4] Wentz F.J. // Journal of Geophysical Research: Oceans. 1997. Vol. 102, no. C4. P. 8703.
[5] Ellison W.J., Balana A., Delbos G., Lamkaouchi K., Eymard L., Guillou C., Prigent C. // Radio Science. 1998. Vol. 33, no. 3. P. 639.
[6] Ruf C.S. // IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing. 2000. Vol. 38, no. 1. P. 44.
[7] Liebe H.J., Hufford G.A., Cotton M.G. // AGARD Conference Proceedings. 1993. Vol. 542. P. 3.1.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ X-ДИАПАЗОНА НА НЕЛИНЕЙНЫХ ГРАВИТАЦИОННО-КАПИЛЛЯРНЫХ ВОЛНАХ

С.А. Ермаков[1, 2, 3], И.А. Сергиевская[1, 2, 3], Г.Е. Хазанов[1], О.А. Даниличева[1], Г.В. Лещев[1], А.О. Тюрин[1, 2]

[1] ИПФ РАН
[2] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[3] ФГБОУ ВО «ВГУВТ»

Введение

Изучение обратного микроволнового рассеяния от поверхности воды с плёнками поверхностно-активных веществ (ПАВ) является актуальной задачей дистанционного зондирования океана. Плёнки ПАВ оказывают демпфирующее воздействие на капиллярную рябь, что приводит к заметному подавлению радиолокационного (РЛ) сигнала в Ка-диапазоне ($\lambda \approx 8$ мм), где рассеяние определяется преимущественно брэгговским механизмом на паразитной капиллярной ряби длиной 4-8 мм. Механизм рассеяния в X-диапазоне ($\lambda \approx 3$ см) принципиально иной: брэгговская длина волны составляет около 1,5-2 см, и паразитная капиллярная рябь для случая обратного рассеяния не является брэгговской. Можно полагать, что рассеяние в X-диапазоне определяется квазизеркальным механизмом – отражением от валообразных нелинейных структур (*bulge-toe*) на гребнях дециметровых волн [1]. Настоящая работа посвящена экспериментальной проверке этой гипотезы и исследованию влияния плёнки OLE (олеиновая кислота) на характеристики рассеяния в X-диапазоне.

Эксперимент

Лабораторные исследования обратного рассеяния X-диапазона на регулярных ГКВ проводились в овальном ветро-волновом бассейне Института прикладной физики РАН. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Волнопродуктор, расположенный на прямом участке бассейна, генерировал регулярные дециметровые ГКВ с частотами 3, 3,5 и 4 Гц. Для регистрации характеристик волны использовались два струнных волнографа: один (№1) располагался вблизи волнопродуктора, а второй (№2) в зоне наблюдения скаттерометра. Радиолокатор X-диапазона располагался на высоте 1,7 м над уровнем воды, угол падения излучения составлял 57°, расстояние до водной поверхности превышало 3 м. Измерения проводились последовательно на соосных VV и HH поляризациях; для смены поляризации прибор поворачивали относительно его оси.

Для создания поверхностных плёнок использовался раствор олеиновой кислоты (OLE) в спирте в объёмном соотношении 1:20. В каждой серии измерений сначала на чистой воде возбуждалась поверхностная волна заданной крутизны ka порядка 0,30-0,35; далее на поверхности воды создавалась плёнка OLE. Поверхностно-активное вещество наносилось вблизи волнопродуктора с помощью пипетки в течение 40 секунд, так чтобы в зоне наблюдения пленку можно было считать равномерно растёкшейся; после капания спирт быстро испарялся и на поверхности воды оставалась плёнка олеиновой кислоты. Различная поверхностная концентрация плёнки задавалась

изменением частоты капания раствора, объем наносимого раствора OLE менялся в диапазоне 0,25-1,25 мл. В конце рабочей части бассейна на пляже плёнка собиралась вручную.

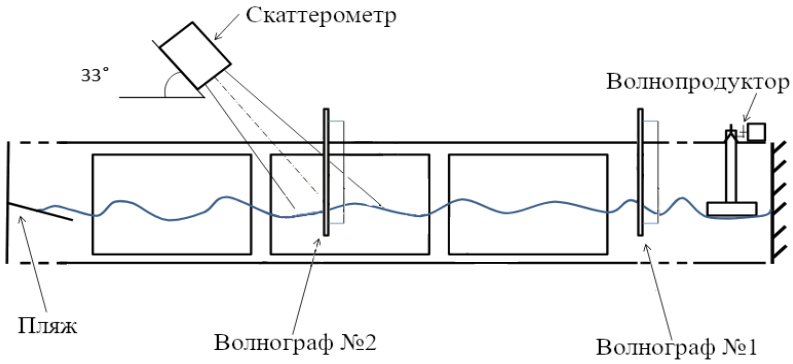


Рис. 1

Анализ полученных данных

На чистой поверхности воды интенсивность обратного рассеяния I практически отсутствует при малых крутизнах *(ka* < 0,10) и резко, нелинейно возрастает при превышении порогового значения *k*a ≈ 0,20 – момент, когда на гребне волны начинают формироваться нелинейные структуры.

Сопоставление интенсивности обратного рассеяния *I* на обеих поляризациях для чистой воды и для плёнки OLE при одинаковых значениях крутизны *ka* показывает, что при наличии плёнки кривая *I(ka*) может находиться несколько выше аппроксимирующей кривой для чистой поверхности (рис. 2), хотя локально в диапазоне крутизны порядка 0.2-0.25 значения интенсивности на чистой воде и с пленкой довольно близки. При этом эффект практически не зависит от используемых значений концентрации плёнки. Заметим при этом, что плёнка ограничивает максимально достигаемую среднюю крутизну, например, при крутизне волны на чистой воде ≈ 0,36 ее значение с плёнкой может быть ≈ 0,28.

Некоторое превышение интенсивности рассеяния для случая пленки при одинаковых *ka* можно быть связано с тем, что на чистой воде значение *ka* = 0,25 соответствует относительно слабо выраженной валообразной структуре. В присутствии плёнки то же значение *ka* = 0,25 реализуется иначе: исходно на чистой воде в области волнопродуктора необходимо возбудить волну с *ka* ≈ 0,35, на гребне которой образуется сильно выраженные *bulge-toe* структуры. Нанесение плёнки уменьшает крутизну волны, паразитная капиллярная рябь сильно подавляется пленкой, однако валообразная структура сохраняется в качестве рассеивателя и оказывается более выраженной, чем

сформированная при *ka* = 0,25 на чистой воде. Этим, по-видимому, и объясняется некоторый наблюдающийся сдвиг кривой *I(ka)* при наличии плёнки.

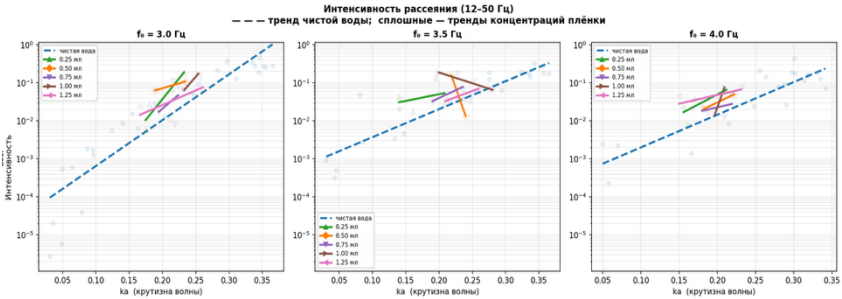


Рис. 2

Отметим, что поляризационное отношение, т.е. отношение интенсивностей рассеянного поля на вертикальной (VV) и горизонтальной (HH) поляризациях – $PR = I_{VV} / I_{HH}$, близко к единице как для чистой воды, так и для плёнки OLE (в среднем $PR \approx 0{,}73$-$1{,}0$ при $ka > 0{,}20$). Это указывает на квазизеркальный механизм рассеяния, а не на брэгговский.

Нанесение плёнки OLE приводит к снижению амплитуды ГКВ (рис. 3). Отношение крутизны при наличии плёнки к крутизне без неё при одинаковых условиях генерации составляет в среднем 0,70-0,85, что соответствует ослаблению амплитуды волны на 15-30 %. Этот эффект немонотонно зависит от концентрации плёнки в рамках данных экспериментов, что может быть связано с неравномерностью распределения плёнки по поверхности лотка. Таким образом, уменьшение крутизны в присутствии плёнки является основным механизмом воздействия OLE на РЛ сигнал X-диапазона.

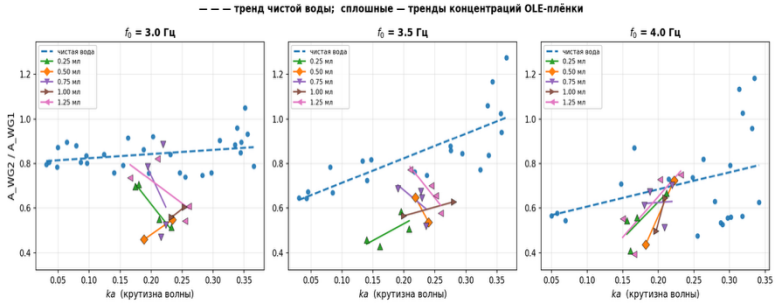


Рис. 3

Заключение

Показано, что обратное рассеяние X-диапазона от квазирегулярных дециметровых волн возникает при превышении пороговой крутизны ≈ 0,20, соответствующей образованию нелинейных структур типа *bulge* на гребне волны, и нелинейно возрастает с крутизной вплоть до ka ≈ 0,35. Рассеяние является квазизеркальным: поляризационное отношение *VV/HH* близко к единице при всех исследованных крутизнах.

При одинаковых значениях крутизны волны плёнка ПАВ (OLE) слабо меняет интенсивность обратного рассеяния, в отличие от случая рассеяния в Ka-диапазоне [1]. Это объясняется тем, что плёнка слабо влияет на сформированную на гребне валообразную структуру, тогда как сама амплитуда волны уменьшается. Таким образом, влияние плёнки на РЛ сигнал X-диапазона проявляется через ослабление амплитуды волн (на 15-30 %) и ограничение максимально достигаемой крутизны kamax.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ в рамках проекта № 25-77-20016.

[1] Ermakov S., Sergievskaya I., Dobrokhotov V., Lazareva T. Wave Tank Study of Steep Gravity-Capillary Waves and Their Role in Ka-Band Radar Backscatter. // IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing. 2021. Vol. 60. P. 1. https://doi.org/10.1109/tgrs.2021.3086627

ЛОКАЛИЗАЦИЯ УДАЛЕННОГО ТОНАЛЬНОГО ТОЧЕЧНОГО АКУСТИЧЕСКОГО ИСТОЧНИКА В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОМ КАНАЛЕ МЕЛКОГО МОРЯ НА ФОНЕ ИНТЕНСИВНОЙ ПОМЕХИ

А.В. Смирнов

ИПФ РАН

Введение

Задача локализации удалённого источника сигнала в канале распространения является составной частью комплексной проблемы обнаружения сигнала и оценивания его неизвестных параметров в условиях шумового воздействия. В контексте гидроакустических приложений решение задачи локализации потенциально достижимо посредством применения протяжённой антенной решётки (АР) при условии достаточного различия входных пространственных спектров полезного сигнала и сигналов от совокупного воздействия шумов и помех. В рамках модового формализма описания звуковых полей в подводном звуковом канале достигаемые характеристики локализации источника в вертикальной плоскости (оценка дистанции и глубины) определяются зависимостями фазовых набегов отдельных акустических мод и коэффициентов возбуждения мод от дистанции и глубины источника, соответственно. Оценка угловой координаты источника в горизонтальной плоскости базируется на учете дискретного характера межмодовых фазовых сдвигов обусловленных дискретизацией волновых чисел мод. Однако случайные флуктуации фазовых набегов акустических мод, накапливающиеся с дистанцией в случайно неоднородном канале, ослабляют возможности локализации. Таким образом, критически важен анализ статистических эффектов. Это обуславливает необходимость детального анализа влияния статистических эффектов многократного рассеяния на результативность оценки координат. Дополнительным осложняющим фактором выступает потенциальное присутствие интенсивных помеховых сигналов от сторонних источников на входе АР.

Постановка задачи

В рамках модового подхода сигнал удаленного точечного источника в случайно-неоднородном подводном канале (глубиной H) на входе элемента АР $\tilde{s}_p$ мы представляем в виде суперпозиции отдельных мод со случайными амплитудами $\tilde{a}_m(r_p, z_S)$:

$$\tilde{s}_p = s(r_p, z_p) = \sum_{m=1}^{M} \tilde{a}_m(r_p, z_S) u_m(z_p)\,, \tag{1}$$

$$\tilde{a}_m(r_p, z_S) = u_m(z_S) e^{ih_m r_p + i\tilde{\varphi}_m(r_p)} e^{-\alpha_m r_p} \frac{1}{H\sqrt{h_m r_p}}. \tag{2}$$

Здесь z_p и r_p — глубина элемента АР и его расстояние до источника, p=1,2,...,N; M — полное число мод дискретного спектра; z_S — глубина источника; $u_m(z)$ и h_m — модовые функции по глубине и продольные волновые числа мод регулярного канала; $\tilde{\varphi}_m(r_p)$ — случайные фазовые флуктуации мод; α_m — коэффициенты затухания мод. Используемая нами эвристическая модель случайной фазовой модуляции отдельных

мод основана на известных результатах статистической модовой теории распространения звука в подводных каналах, учитывающей многократное рассеяние сигнальных мод на случайных неоднородностях канала. Случайный набег фазы для каждой моды мы определяем методом Монте-Карло из равновероятного интервала с нулевым средним и линейно растущей дисперсией от нуля до максимального значения $\pi^2/3$ по мере увеличения дистанции между источником и АР. В нашей модели скорость роста дисперсии сильно зависит от номера моды: чем выше номер моды – тем меньшее расстояние требуется для достижения максимума дисперсии. В работе мы параметризуем эти зависимости так, что для первой моды максимум достигается на расстоянии 50 км, для моды с номером M — на расстоянии 10 км, а для остальных мод — на расстояниях в этом интервале при условии, что угол наклона соответствующих прямых меняется на равную величину для соседних мод.

Алгоритм определения координат источника основан: во-первых, на выборе априори известной модели канала и области поиска на координатной сетке пробных значений дистанции-угол пеленга (r_i, θ_k) или дистанции-глубины (r_i, z_j) для горизонтальных АР (ГАР) или вертикальных АР (ВАР) см. рис. 1, соответственно; во-вторых, на расчете массива пробных реализаций сигнала на входе АР и последующей их подстановке в функционал оценки координат (ФОК) определенного вида, который зависит от метода обработки сигналов (например, [1]). Пробный сигнал $\hat{s}_p$ на элементе АР имеет вид, аналогичный (1), где в качестве модовых амплитуд $\hat{a}_m(r_i, z_j, \theta_k)$ фигурируют детерминированные оценки, вычисленные для узлов сетки координат.

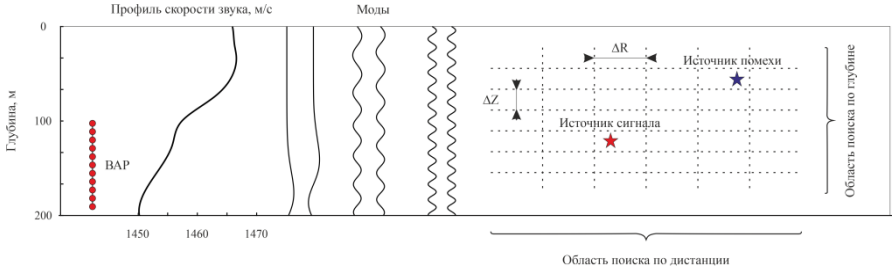


Рис. 1

Функционал оценки координат источника имеет вид:

$$F = \boldsymbol{w}^{+}\boldsymbol{A}\boldsymbol{w} \qquad (3)$$

где $\mathbf{w} = \hat{\mathbf{s}}^{*}$ — весовой вектор АР, отвечающий каждой пробной реплике полезного сигнала; $\mathbf{A}$ — "матрица локализации". При приеме полезного сигнала на фоне только изотропного шума матрица $\mathbf{A}$ равна сумме матриц пространственных корреляций (когерентности) сигнала $\widetilde{\mathbf{R}}_{\mathrm{S}} = \langle \tilde{\mathbf{s}}^{*}\tilde{\mathbf{s}}^{\mathrm{T}} \rangle$ и единичной матрицы когерентности пространственно-белого шума $\mathbf{I}$ (нормируем интенсивность всех модовых сигналов на его интенсивность). При этом ФОК (3) есть обобщение функционала согласованной обработки на случай частично-когерентного сигнала. С добавлением модового шума (помехи), скрывающего полезный сигнал, матрица оптимальной обработки для его

подавления принимает вил: $\mathbf{A}_{\text{opt}} = \left(\mathbf{I} + \widetilde{\mathbf{R}}_{\text{N}}\right)^{-1} \widetilde{\mathbf{R}}_{\text{S}} \left(\mathbf{I} + \widetilde{\mathbf{R}}_{\text{N}}\right)^{-1}$, где $\widetilde{\mathbf{R}}_{\text{N}} = \langle \widetilde{\mathbf{n}}^{*} \widetilde{\mathbf{n}}^{\text{T}} \rangle$ — матрица когерентности модовых шумов (помех) [2].

Таким образом, моделирование поиска координат источника заключается в расчете ФОК (3) в области параметров, определяющих специфику задачи: координат источников сигнала и помехи, их интенсивностей на входе АР, параметров статистической модели фазовых флуктуаций отдельных мод. Отдельно отметим, что характер размещения элементов ВАР в канале сильно влияет на разрешающую способность мод АР и последующий потенциал в разделении модовых спектров сигнала и помехи.

Результаты и обсуждение

В качестве модельного канала выбран типичный летний профиль скорости звука в Баренцевом море (из базы данных ЕСИМО) глубиной 200 м (рис. 1). Параметры дна при моделировании выбраны следующие: коэффициент поглощения $\beta = 0.3$ дБ/км×Гц, плотность $\rho_{\text{д}} = 1650$ кг/м^3, скорость звука $c_{\text{д}} = 1575$ м/с. ВАР имеет $N = 16$ элементов с межэлементным расстоянием $d = \lambda \approx 6$ м для заданной частоты 240 Гц и размещена в придонной области канала. Число мод для данной частоты равно $M = 25$. Подводный источник полезного сигнала задан на глубине $z_{\text{S}} = 80$ м, подповерхностный источник помехи — на глубине $z_{\text{N}} = 10$ м. В докладе также приведено моделирование и обсуждение для придонной ГАР с $N = 64$ и $d = \lambda/2$.

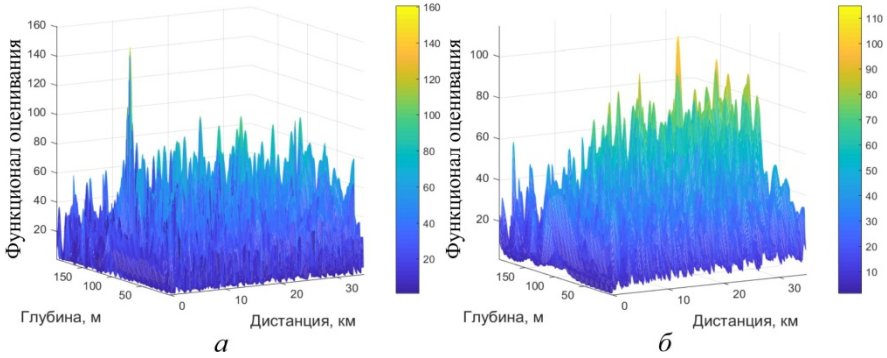
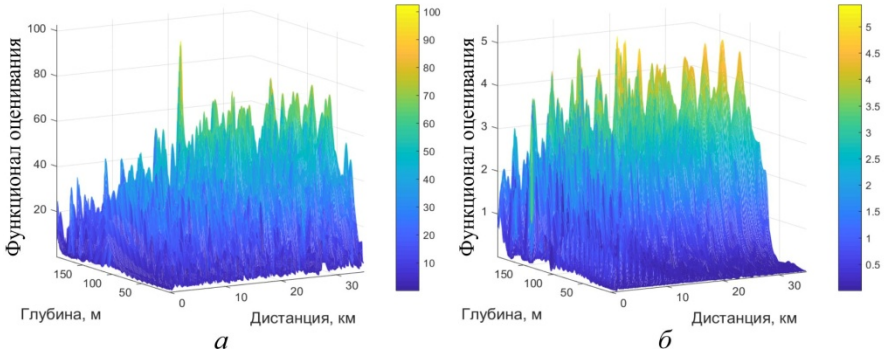


Рис. 2

На рис. 2 приведены примеры ФОК сигнального источника на фоне белого шума (входное ОСШ = 10 дБ) при отсутствии источника помехи при разных дистанциях до источника (а – $r_{\text{S}} = 1$ км и б – $r_{\text{S}} = 20$ км). Метод согласованной обработки хорошо локализует источник сигнала без смещения по дистанции и глубине при расстояниях до ~10 км (при выбранных нами свободных параметрах модели), что связано со слабыми фазовыми флуктуациями сигнальных мод. С увеличением расстояния до источника наблюдается монотонный рост дисперсии оценки координат. При этом ухудшение точности локализации по дальности происходит существенно интенсивнее (на сотни метров), чем по глубине (на единицы метров). Рост уровня боковых лепестков ФОК с увеличением дистанции свидетельствует о появлении ложных оценок координат. Это, наряду с потерей разрешающей способности по главному максимуму, приводит к

снижению качества локализации источника. Определённым стабилизирующим фактором выступает неравномерное затухание мод в канале. Моды высоких номеров затухают сильнее, в результате число энергонесущих сигнальных мод сокращается, что частично компенсирует эффект ослабления когерентности многомодового сигнала. При кратном сокращении волнового размера АР (при том же числе элементов), ее разрешающая способность становится существенно более низкой.



а *б*

Рис. 3

На рис. 3 показаны ФОК сигнала ($r_S = 10$ км) при добавлении источника помех (входное ОСП = -10 дБ) на разной дистанции (а – $r_N = 1$ км и б – $r_N = 20$ км). Метод согласованной обработки в таких условиях резко теряет эффективность: вместо координат источника полезного сигнала он выдаёт координаты источника помехи. В свою очередь, метод оптимальной обработки с подавлением помехи обеспечивает возможность локализации источника сигнала — при условии, что расстояние до источника помехи остаётся относительно небольшим. Подавление когерентной помехи дает практически такое же качество локализации, как и при согласованной обработке при приеме только сигнала. Отдаляя источник помехи, сигнал становится слабо когерентным, что дает снижение эффективности его подавления, и, в свою очередь, вызывает ухудшение качества локализации источника слабого полезного сигнала на её фоне.

Таким образом, в работе развит статистический подход к моделированию задачи локализации удаленного подводного источника по дальности, глубине и направлению в случайно-неоднородном канале мелкого моря, учитывающий: (i) случайную фазовую модуляцию сигнальных мод и (ii) присутствие интенсивной помехи, создаваемой другим локализованным источником. Предложен функционал локализации, соответствующей оптимальной пространственной обработке сигналов именно для таких условий приема полезного сигнала.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН (темы №№ FFUF-2024-0035, FFUF-2025-0005).

[1] Сазонтов А.Г., Смирнов И.П. // Акуст. журнал. 2019. Т. 65, № 4. С. 540.
[2] Малеханов А.И., Смирнов А.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2024. Т. 67, № 10. С. 847.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ НЕДОСТОВЕРНОГО ЗНАНИЯ ПАРАМЕТРОВ СЛОИСТОЙ СТРУКТУРЫ ДОННЫХ ОСАДКОВ НА ГИДРОАКУСТИЧЕСКОЕ ПОЛЕ, ВОЗБУЖДЕННОЕ ВЕРТИКАЛЬНОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКОЙ УЗКОПОЛОСНЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

А.А. Лисин, А.И. Малеханов, А.И.Хилько

ИПФ РАН

Разработка акустических систем подводного наблюдения требует учета влияющих на эффективность их работы факторов: геофизические параметры среды распространения звука, статистика изменений гидросферы и атмосферы, и свойства предполагаемых наблюдаемых объектов. Учет указанных факторов позволяет выбрать оптимальные параметры системы [1-3].

Качество фокусировки антенн в заданную область канала исследовалось с использованием разработанной имитационной модели функционирования томографической приемно-излучающей системы в рефракционном канале мелкого моря на базе вертикальной антенной решетки. При этом величину скорости звука в верхнем слое считаем неизвестной, варьируемой случайным образом в диапазоне значений 1800-2000м/с. Частота сигнала фиксированная, 1500 Гц. Профиль дна имитирует характерную для шельфа морского дна поверхность.

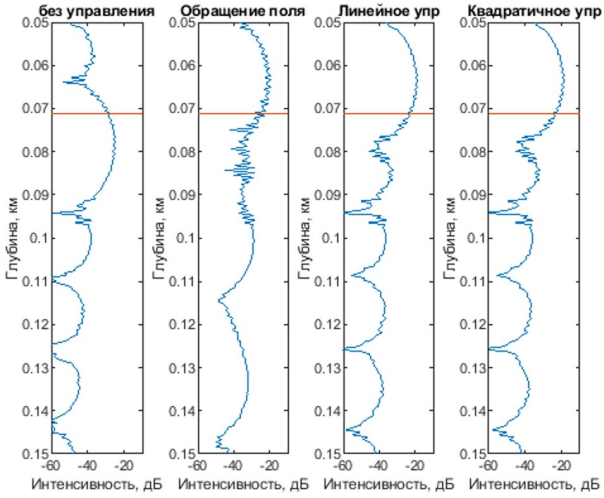


Рис. 1

Для расчета параметров управления фокусировкой АР использовался опорный профиль скорости звука, характерный для Баренцева моря.

На рисунке 1 представлены характерные срезы акустического поля давления на дистанции 300м от решетки. Задачу управления полем решеткой, считая вектор v управляющим, рассмотрим как максимизацию модуля амплитуды формируемого поля $A(r, z, v)$ в заданной точке $R = (rR, zR)(r, z) = |A(r, z, v)| = |\langle \alpha R, v \rangle| \longrightarrow max\ (v \in U)$, где U — множество допустимых значений управляющего вектора.

На рисунке 2 представлены кривые, отражающие давление, создаваемое вертикальной решеткой узкополосных излучателей, от дистанции распространения на глубине постановки приемной системы.

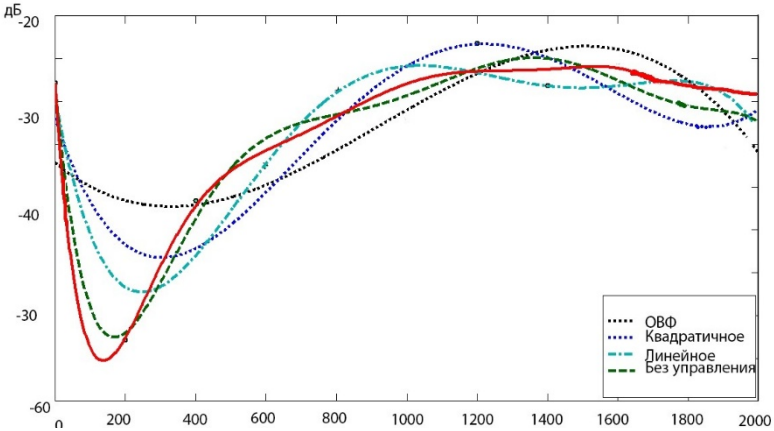


Рис. 2

Под фокусировкой в таком случае понимается возбуждение гидроакустического поля в точке таким образом, чтобы интенсивность поля в нем была максимальной. Положение точки следует выбрать таким образом, чтобы направить в подводный звуковой канал наибольшее количество энергии.

При учете априорного незнания точного значения скорости звука в верхнем донном слое проведем сравнение со случаем, когда параметры известны. Результаты представлены на рисунке 3.

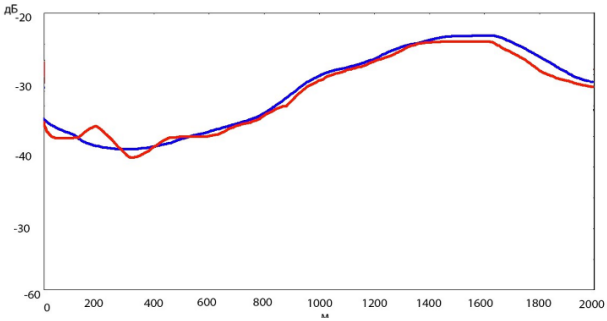


Рис. 3

При заданных условиях геометрии и постановки антенной решетки интенсивность поле по всей трассе уменьшается не более чем на 3дБ, что может считаться устойчивым

полем. На рисунке 4 представлены вертикальны срезы поля на удалении точки приемника.

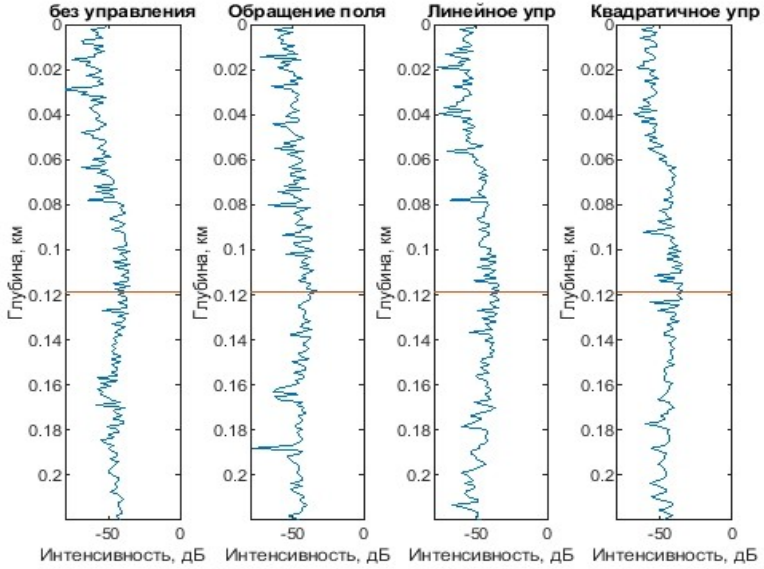


Рис. 4

Однако даже при таких условиях управление полем справляется с тем, чтобы направить энергию антенны в волновод. В рамках 100 реализаций различных гидрологий отклонение пиковой интенсивности на фиксированных дистанциях не превысило 10%.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме № FFUF-2024-0035

[1] В. Г. Пешехонов, А. И. Машошин, А. В. Шафранюк [и др.] // Известия Российской академии наук. Серия физическая. 2016. Т. 80, № 10. С. 1369 – DOI 10.7868/S0367676516100173.
[2] Смирнов И.П., Гурбатов С.Н., Хилько А.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2006. Т. 49, № 5. С. 369.
[3] Смирнов И.П., Хилько А.И., Хилько А.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2009. Т. 52, № 2. С. 134.

ОЦЕНКА ЭЛЕКТРОАКУСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ГИДРОАКУСТИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ПО ИЗМЕРЕНИЯМ В ВОЗДУХЕ ЧЕРЕЗ ГРАНИЦУ РАЗДЕЛА ВОДА-ВОЗДУХ

А.А. Прохоров[1, 2], А.Л. Вировлянский[1, 2], П.Н. Вьюгин[1, 2], М.С. Дерябин[1, 2], А.Ю. Казарова[2]

[1] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2] ИПФ РАН

Введение

Традиционные способы решения проблемы калибровки акустических излучателей в ограниченном пространстве основаны на выделении прямых сигналов, поступающих на приёмники без отражения от границ резервуара. На сегодняшний день существуют два классических подхода к подавлению сигналов, отражённых от границ. Один из них заключается в покрытии границ специальными экранами, которые поглощают или рассеивают падающие на них сигналы. Второй метод заключается во временной стробирующей фильтрации, благодаря которой прямые сигналы выделяются по времени поступления. Но эти методы применимы только для достаточно высоких частот. В данной работе продемонстрирован метод оценки электроакустических характеристик низкочастотного излучателя (НЧИ), основанный на эффекте аномальной прозрачности границы раздела сред вода-воздух [1]. Метод основан на предположении, что граница вода-воздух пропускает только те волны, которые распространяются напрямую от излучателя к поверхности воды, но не пропускает волны, отражённые от дна и боковых стенок бассейна [2]. Данное предположение справедливо для случая, когда источник находится на глубинах, не превышающих длину волны в воздухе.

В работе приведено описание метода оценки электроакустических характеристик, а также представлены результаты экспериментов по оценке чувствительности НЧИ с использованием данного метода.

Описание метода

Идея метода основана на эффекте аномальной прозрачности границы вода-воздух. В случае, когда источник звука расположен на малой глубине, возбуждаемое им поле представляет собой суперпозицию плоских и неоднородных волн. Вблизи источника преобладают неоднородные волны, но они экспоненциально затухают с расстоянием. Если глубина источника мала по сравнению с длиной волны в воздухе, то неоднородные волны, распространяющиеся к поверхности воды, не успевают заметно ослабнуть на пути от источника до границы раздела и после её пересечения становятся распространяющимися. Волны, распространяющиеся по другим направлениям, отражаются от границы вода-воздух, дна и стенок резервуара и остаются внутри бассейна. Таким образом, граница раздела вода-воздух работает как пространственный фильтр. В результате для неглубоко погружённого источника поле в воздухе будет приблизительно таким же, как и в случае источника, который находится на той же глубине в однородном водном полупространстве.

Описание эксперимента

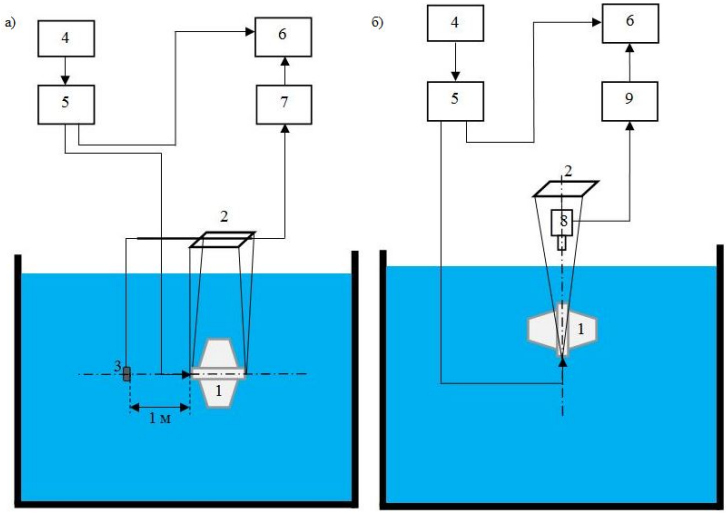


Рис. 1

Эксперименты проводились в два этапа в гидроакустическом бассейне. На первом этапе измерения выполнялись с использованием измерительного гидрофона. На втором этапе с помощью измерительного микрофона регистрировались сигналы, прошедшие из воды в воздух. Блок-схемы экспериментов представлены на рис. 1.

В работе исследуется НЧИ *1*, характерный размер которого 30 см. Излучатель состоит из столба пьезоэлектрических колец и стальной оболочки, в которую этот столб устанавливается. Стальная оболочка представляет собой два усечённых конуса с общим основанием, образующим ось симметрии. Рабочий диапазон частот НЧИ от 1 до 2 кГц. Излучатель установлен в специальную оснастку *2,* позволяющую работать вместе с измерительным гидрофоном B&K 8103 *3*. Во время проведения измерений с гидрофоном *3* НЧИ помещался в центре бассейна с размерами (м) 6x5x4 (см. рис. 1а). Для формирования электрических сигналов использовался генератор *4* Tektronix AFG 3102. Сигнал с генератора усиливался с помощью усилителя мощности *5* У7-5 и подавался на НЧИ. В качестве накачки использовались тональные сигналы в исследуемом диапазоне частот, радиоимпульсы и ЛЧМ-сигналы. Сигнал накачки контролировался с помощью осциллографа *6* Tektronix DPO4034B и составлял по амплитуде для всех экспериментов 10 В.

Гидрофон *3* крепился к оснастке *2* с помощью штанги и находился на расстоянии 1 м от излучателя в его плоскости симметрии. Измерительный гидрофон был подключен к зарядовому усилителю B&K 2692-012, в настройки которого вносилась чувствительность гидрофона. Сигнал с усилителя *7* подавался на осциллограф.

Во время эксперимента с использованием измерительного микрофона НЧИ устанавливался таким образом, чтобы его плоскость симметрии была направлена

перпендикулярно к поверхности воды. Расстояние от поверхности воды до центра излучателя составляло 223, 240 и 290 мм. Измерительный конденсаторный полудюймовый микрофон 8 B&K 4189 подвешивался так, чтобы его чувствительный элемент был направлен к поверхности воды. Расстояние между апертурой микрофона и поверхностью воды составляло 20, 30, 100 и 500 мм. Измерительный микрофон 8 был подключен к зарядовому усилителю 9 B&K 2690, в настройки которого вносилась чувствительность микрофона. Сигнал с усилителя 9 подавался на осциллограф (см. рис. 1б).

Результаты экспериментов

На рис. 2 представлена частотная зависимость чувствительности НЧИ по напряжению. I — оценка чувствительности излучателя, проведённая в гидроакустическом бассейне с использованием измерительного гидрофона. Данные измерения выполнялись в импульсном режиме и основывались на выделении прямого сигнала по времени прихода. II — результаты натурных измерений, проведённых на глубине 7 м на Горьковском водохранилище, которые рассматриваются в работе как достоверные. III — чувствительность по напряжению, рассчитанная с помощью метода, основанного на пространственной фильтрации акустических сигналов границей раздела вода-воздух.

Результаты, представленные на рис. 2, показывают, что предлагаемый метод даёт хорошее количественное и качественное соответствие данным, полученным во время натурных испытаний. Следует отметить, что резонансная частота излучателя, определённая с помощью рассматриваемого метода, оказывается несколько заниженной. По-видимому, это связано с тем, что размер НЧИ соизмерим с длиной излучаемой волны, что не позволяет полностью рассматривать его как точечный источник. Тем не менее погрешность определения резонансной частоты не превышает 7 %. Чувствительность, оценённая с помощью измерительного гидрофона, даёт несколько завышенные значения по сравнению с натурными измерениями. Это завышение связано с частичным вкладом отраженных сигналов, который связан с невозможностью обеспечить импульсы достаточно малой длительности вследствие высокой добротности НЧИ. Тем не менее, расхождение оценки с результатами натурных испытаний, выполненных с использованием гидрофона, составляет примерно 30 % по чувствительности и не превышает 5 % по точности определения резонансной частоты.

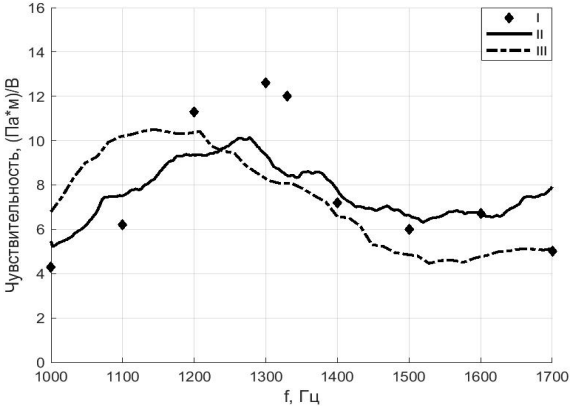


Рис. 2

Заключение

Эксперимент, описанный в данной работе, показал работоспособность метода оценки чувствительности излучателя по напряжению, основанного на использовании границы раздела вода-воздух в качестве пространственного фильтра. К достоинствам данного метода можно отнести возможность градуировки излучателей звука в ограниченном пространстве. Однако необходимы дополнительные исследования для выяснения условий применимости данного способа. Например, следует сформулировать требования к размерам бассейна, источника и его глубине.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН.

[1] Годин О.А. // Акустический журнал. 2007. Т. 53, № 3. С. 353.
[2] Virovlyansky A.L., Deryabin M.S., Prokhorov A.A., Kazarova A.Yu., Bakhtin V.K. // Testing a hydroacoustic radiator in a reverberant tank based on recording the sound field in the air above the tank. // arXiv:2603.13899.

О БЕСКОНТАКТНОМ МЕТОДЕ КОНТРОЛЯ ТОНКИХ ПЛЁНОК НА ПОВЕРХНОСТИ ЖИДКОСТИ

К.Д. Зимина[1)], В.К. Бахтин[1, 2)], М.С. Дерябин[1, 2)], Д.А. Касьянов[1)], А.А. Прохоров[1, 2)]

[1)] ИПФ РАН
[2)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Загрязнение водных поверхностей углеводородными плёнками вследствие аварийных разливов представляет серьёзную экологическую угрозу и требует оперативных методов диагностики. Ключевым параметром при оценке степени загрязнения является толщина плёнки, однако её точное измерение в субмиллиметровом диапазоне остаётся нетривиальной задачей. Существующие подходы — оптические, радиолокационные и контактные — обладают существенными ограничениями: оптические методы чувствительны к условиям освещённости, радиолокационные не обеспечивают достаточного пространственного разрешения по толщине, а контактные датчики неизбежно нарушают структуру исследуемого слоя [1-4]. В данной работе предлагается бесконтактный акустический метод определения толщины поверхностных плёнок жидкостей, включая нефтепродукты. Метод основан на излучении интенсивных ультразвуковых пучков мегагерцового диапазона из водной среды и анализе временны́х и спектральных характеристик отражённого сигнала с привлечением аппарата нелинейной акустики.

Метод исследования

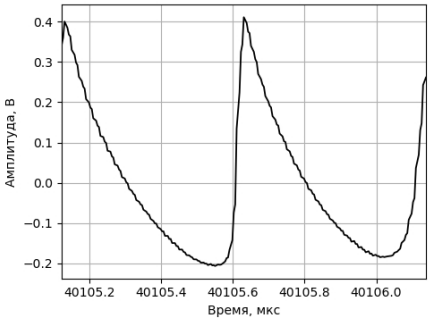


Рис. 1. Характерная форма профиля, падающего на плёнку сигнала

В предлагаемом методе используются эффекты, связанные с акустической нелинейностью жидких сред. При излучении мощного радиоимпульса мегагерцового диапазона в водной среде формируется широкополосный сигнал с пилообразным профилем волны и ударным фронтом (рис. 1). Высокочастотные компоненты такого сигнала имеют пространственный масштаб, сопоставимый с толщиной исследуемых плёнок, что и обеспечивает чувствительность метода к субмиллиметровым толщинам.

В экспериментальной установке, демонстрирующей возможности метода, использован пьезоэлектрический излучатель, помещённый в водную среду, который направляет интенсивный акустический импульс с частотой заполнения 2 – 3 МГц вертикально вверх к поверхности воды с плёнкой. Отражённый от двух границ раздела — вода/плёнка и плёнка/воздух — сигнал регистрируется широкополосным мембранным ПВДФ-гидрофоном, расположенным непосредственно под поверхностью (рис. 2, 3).

Толщина плёнки рассчитывается по временной задержке между отражениями от нижней и верхней границ. При известной скорости звука в материале плёнки измерение

времени двойного прохождения сигнала через неё даёт однозначное определение толщины плёнки.

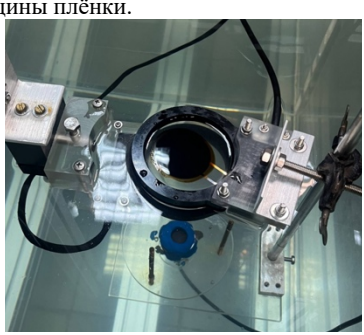


Рис. 2. Мембранный гидрофон с каплей нефти на поверхности воды

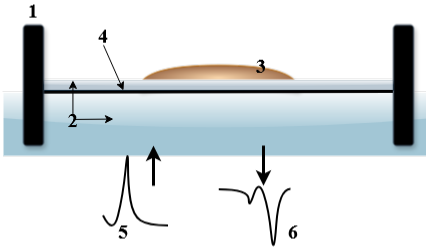


Рис. 3. 1 – мембранный гидрофон; 2 – вода; 3 – пленка на поверхности воды; 4 – мембрана гидрофона; 5 – характерная форма профиля падающего на пленку сигнала; 6 - характерная форма профиля, отраженного от пленки сигнала

В качестве объектов исследования были выбраны плёнки силиконового масла (скорость звука 974 м/с, плотность 967 кг/м³) и нефти (скорость звука 1390 м/с, плотность 871 кг/м³) в диапазоне толщин от десятков микрометров до нескольких десятых миллиметра. Воспроизводимость толщины плёнки обеспечивалась дозированным нанесением жидкости на поверхность; акустические и физические параметры исследуемых жидкостей определялись независимыми методами. Система регистрации — широкополосная (до 100 МГц), что позволяет в полной мере фиксировать высокочастотные составляющие нелинейно-искажённого сигнала, несущие информацию о толщине плёнки.

Результаты

Анализ отражённых сигналов демонстрирует, что присутствие поверхностной плёнки кардинально изменяет форму акустического отклика. Поскольку обе границы раздела — вода/плёнка и плёнка/воздух — являются акустически мягкими, отражённый сигнал инвертируется относительно падающего. Малый поперечный размер акустического пучка минимизирует влияние краевых эффектов на границе плёнки, что обеспечивает корректность одномерного приближения при интерпретации результатов. При определённом соотношении толщины плёнки и длины волны в отражённом сигнале возникает отчётливое расщепление ударного фронта, обусловленное разновременными отражениями от нижней и верхней границ плёнки. Наиболее выраженная и удобная для анализа структура наблюдается при толщине плёнки порядка $\lambda/4$ (рис. 4). Для плёнки силиконового масла толщиной ~0,1 мм характерные минимумы зафиксированы на временны́х отметках 362,44 и 362,73 мкс, что соответствует отражениям от границ вода/плёнка и плёнка/воздух соответственно. По данному временному промежутку рассчитывается толщина плёнки.

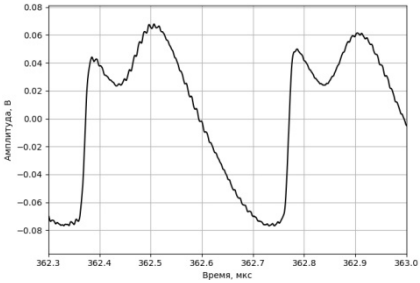


Рис. 4. Профиль волны отраженного акустического сигнала от пленки силиконового масла с характерной толщиной ~ λ/4 (0,1 мм)

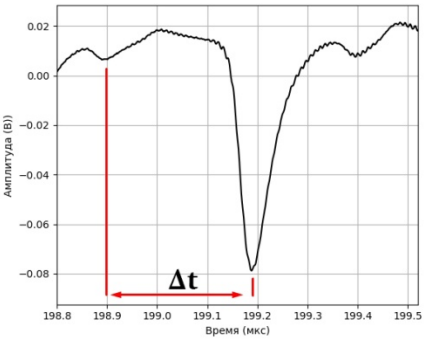


Рис. 5. Определения временной задержки по форме отраженного от нефтяной пленки акустического сигнала

Аналогичные измерения проведены для нефтяной плёнки толщиной ~0,2 мм (~0,29λ). На рис. 5 стрелками отмечен временной интервал между характерными особенностями отражённого сигнала, используемый при расчёте толщины. Результаты подтверждают применимость метода к плёнкам с различными акустическими свойствами: несмотря на существенное отличие скоростей звука в силиконовом масле и нефти, алгоритм обработки сигнала устойчиво работает в обоих случаях.

Важным преимуществом метода является возможность управления чувствительностью путём варьирования частоты зондирующего сигнала. Изменение частоты смещает положение расщеплённого фронта и позволяет адаптировать алгоритм обработки к заданному диапазону толщин, формируя временную задержку, соответствующую, например, условию λ/4.

Экспериментальные данные сопоставлены с численным моделированием, выполненным в среде MATLAB на основе уравнения Хохлова–Заболотской–Кузнецова. Для плёнки нефти толщиной 0,24 мм при частоте 2,25 МГц получено хорошее согласие между расчётными и измеренными профилями отражённого сигнала (рис. 6).

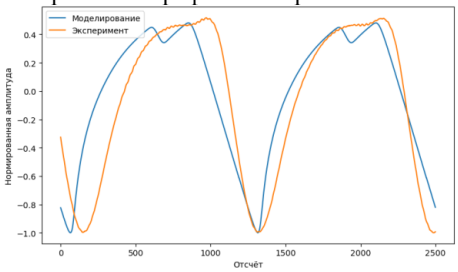


Рис. 6. Сравнение моделирования и эксперимента для плёнки нефти толщиной 0,024 см, F=2,25 МГц

Это подтверждает как корректность предложенной физической модели, так и надёжность метода при диагностике реальных поверхностных загрязнений.

Заключение

В работе показана принципиальная возможность бесконтактного определения толщины поверхностных плёнок на воде методами нелинейной акустики. Анализ расщепления ударного фронта и временного положения характерных экстремумов отражённого сигнала обеспечивает измерение толщины в субмиллиметровом диапазоне (~0,05–0,5 мм). Экспериментальные результаты, полученные для плёнок силиконового масла и нефти, находятся в хорошем согласии с численным моделированием на основе уравнения Хохлова–Заболотской–Кузнецова, что подтверждает адекватность используемой модели. Среди достоинств предложенного подхода — полная бесконтактность и применимость к оптически непрозрачным жидкостям, что выгодно отличает его от оптических методов. Основное аппаратное требование — широкополосная регистрация сигнала вплоть до сотен МГц — реализуется с помощью мембранных ПВДФ-гидрофонов, производство которых осваевается в ИПФ РАН с перспективой перехода на отечественную сырьевую базу. Метод представляет практический интерес для задач экологического мониторинга водных объектов и дистанционного контроля нефтяных загрязнений. Дальнейшие исследования ориентированы на автоматизацию алгоритмов обработки сигнала и расширение номенклатуры исследуемых жидкостей.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН (проект FFUF-2024-0041).

[1] Шевелева Т. Ю., Якименко В. И., Прянишников В. А. Бесконтактный способ измерения толщины нефтяной пленки на поверхности водоемов. Патент SU1059419A1. 1983.

[2] Ракуть И.В. Способ измерения толщины слоя нефти (нефтепродуктов), разлитой на водной поверхности. Патент RU 2650699 C1. 2018.

[3] Бирульчик В.П., Баринов В. С., Шавин П. Б., Мордвинкин И. Н., Андрианов В. А. Бортовой измеритель слоя нефти, разлитой на водной поверхности. Патент DE 3710789, 2008.

[4] Касьянов Д.А., Седунов Н.А., Фарафонов В.П., Шавин П.Б., Шемагин В.А. Акустический зонд для определения местоположения границы раздела жидких слоёв. Патент RU 2159412 C1. 2000.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ ПУЗЫРЬКОВ В АКУСТИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРАХ

Р.И. Коваль[1)], И.Н. Диденкулов[2)], Н.В. Прончатов-Рубцов[1)], П.Н. Вьюгин[1)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] ИПФ РАН

Ультразвуковые технологии очистки широко используются в различных отраслях промышленности, в медицине и науке. Эффект очистки достигается за счет воздействия микропотоков жидкости, генерируемых колеблющимися пузырьками под действием акустического поля [1, 2]. При этом акустическое поле создает радиационную силу, прижимающую пузырьки к очищаемой поверхности. Настоящая работа посвящена экспериментальному изучению поведения пузырьков под действием радиационной силы в акустических резонаторах.

На маленький по сравнению с длиной волны пузырек в жидкости действует радиационная сила, обусловленная градиентом давления [3, 4]:

$$F_r = -< W\,\nabla P >= Re\left\{\frac{\pi {R_0}^3}{3\gamma P_0\left(1-\frac{\omega^2}{{\omega_0}^2}-i\delta\right)}\right\}\nabla|P|^2, \qquad (1)$$

где $W(t) = -\frac{4}{3}\pi R^3$ – мгновенный объем, а $R(t)$ – мгновенный радиус пузырька, $P(\vec{r})$ – давление в акустическом поле, угловые скобки обозначают усреднение по периоду колебаний пузырька, $\omega_0 = R_0^{-1}\sqrt{\frac{3\gamma P_0}{\rho}}$ – резонансная частота пузырька (формула Минарта [3]), R_0 – статический радиус пузырька, δ – декремент затухания, γ – показатель политропы газа в пузырьке, P_0 – статическое давление. При $P_0 = 1$ атм для воздушных пузырьков ($\gamma = 1{,}4$):

$$f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} \approx \frac{3{,}3}{R_0}\ [\text{кГц}], \qquad (2)$$

если R_0 измеряется в мм.

В соответствии с формулой (1) радиационная сила втягивает маленькие пузырьки ($\omega < \omega_0$) в область сильного поля, а большие ($\omega > \omega_0$) выталкивает в область слабого поля. В поле стоячей волны зоны пучности и узлы давления существуют стационарно, и распределение пузырьков примерно повторяет распределение поля. Если резонатор не настроен точно на резонанс, то максимумы и минимумы интенсивности поля будут перемещаться по резонатору во времени, приводя к соответствующим движениям пузырьков. Картина становиться более сложной если резонатор не одномерный, а двух или трехмерный. В этом случае формируется сложная картина распределения интенсивности поля, заставляющая пузырьки двигаться в трех измерениях. Ниже описываются наблюдения поведения пузырьков в трехмерном акустическом резонаторе.

Экспериментальная установка состоит из акустического излучателя с резонансной частотой около 40 кГц, рабочий торец которого жестко прикреплен к днищу резонатора – кюветы размерами 10×10×4 см^3. В кювету наливается определенное количество воды.

На акустический излучатель подается питающее напряжение от генератора Tektronix TDS 2002B через усилитель мощности AR75. Для контроля акустического поля в резонаторе использовался игольчатый гидрофон и осциллограф Tektronix AFG 3102. Для наблюдения пузырьков использовался микроскоп с фото и видео регистрацией. Фотография установки показана на рис. 1.

В ряде экспериментов толщина водного слоя в резонаторе составляла 10 мм. Она выбиралась такой, чтобы обеспечить в кювете резонанс водного слоя в пределах рабочей полосы частот излучателя. При сочетании жесткой границы на дне кюветы и свободной поверхности наверху условие резонанса можно записать в виде:

$$f_{res} = \frac{c}{2H}\left(n - \frac{1}{2}\right), \quad n = 1,2, \ldots,$$

где c – скорость звука в дистиллированной воде, H – толщина водного слоя.

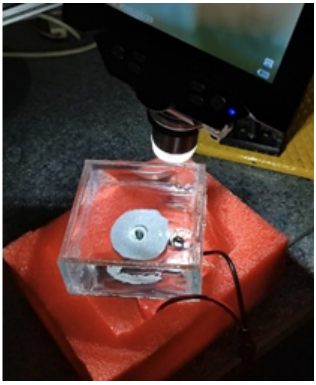


Рис. 1

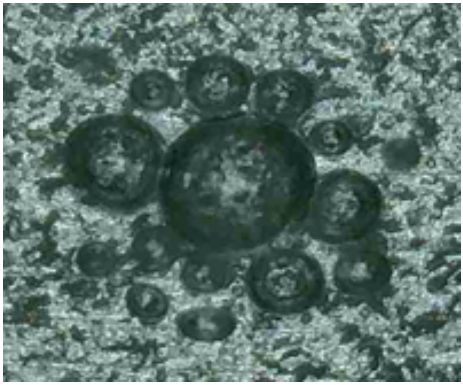


Рис. 2

Как видно из этого выражения, первый резонанс ($n = 1$), при котором на толщине слоя ($H = 10$ мм, $c = 1480$ м/с) укладывается четверть длины акустической волны, достигается на частоте около 37 кГц. На этой частоте в кювете формировалась стоячая волна. В другой серии экспериментов глубина слоя воды составляла 30 мм и, соответственно, резонанс столба воды достигался на той же частоте около 37 кГц для второй моды ($n = 2$).

При подаче напряжения на излучатель в воде через несколько минут начинали появляться отчетливо видимые пузырьки. Они появлялись из зародышей пузырьков, которые всегда присутствуют на стенках сосуда, в результате процесса акустической дегазации воды (выпрямленной диффузии) [4], постепенно увеличиваясь в размере. Пока пузырьки в процессе роста не достигают резонансного с акустическим полем размера ($\omega < \omega_0$), радиационная сила тянет их в пучность поля, в то время как сила Архимеда толкает их вверх. Для частоты поля 37 кГц резонансный размер пузырька составляет в соответствии с (2) $R_0 \approx 90$ мкм. При приближении радиуса пузырька к резонансному амплитуда его колебаний увеличивается, при этом, если поле достаточно сильное,

колебания становятся нелинейными. Если величина радиационной силы, определяемая амплитудой поля, не превышает силу Архимеда, то пузырьки всплывают вверх, двигаясь неравномерно («рывками»). В противном случае они левитируют в толще воды в зонах вблизи пучностей поля.

Поскольку в наших экспериментах резонатор был трехмерный, то на поле стоячей волны по вертикальной координате накладывалось поле по двум горизонтальным координатам. В результате полное поле представляло собой сложную картину максимумов и минимумов, заставляя пузырьки двигаться по сложным траекториям. Тонкой подстройкой частоты генератора и амплитудой можно было менять режимы поведения пузырьков.

На рис. 2 показано образование пузырьков на нижней поверхности резонатора в результате выпрямленной диффузии. Постепенно пузырьки увеличиваются в размерах, некоторые из них сливаются, образуя, в конечном итоге, один большой пузырек. После его всплытия на этом же месте начинают появляться и расти новые пузырьки.

При глубине воды в резонаторе 3 см существует одна пучность акустического поля в толще водного слоя, поэтому пузырьки могут левитировать. На рис. 3 приведен пример такой левитации, при этом показана целая гроздь пузырьков, которые довольно продолжительное время существовали, не сливаясь.

Пример движения пузырьков по трехмерным траекториям приведен на рис. 4. Как указывалось выше, путем тонкой подстройки частоты при увеличении амплитуды поля можно было добиться причудливых квазирегулярных траекторий движения пузырьков в объеме резонатора. В одном из режимов пузырьки плотной цепочкой непрерывно двигались в толще воды в горизонтальном направлении, формируя два тонких слоя, как показано на рис. 4. При дальнейшем увеличении амплитуды поля коллективные движения пузырьков от квазирегулярных переходили к хаотическим.



Рис. 3

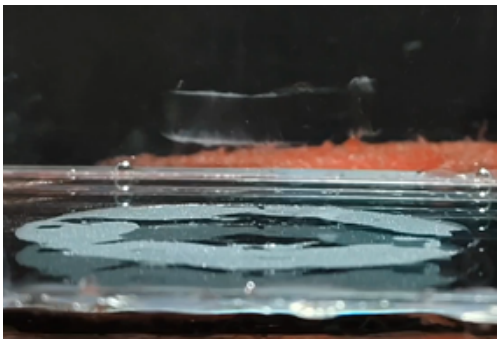


Рис. 4

При наблюдении за отдельными пузырьками, либо левитирующих, либо прижатых ко дну кюветы, можно было увидеть переход от монопольных к мультипольным колебаниям. При достижении определенной пороговой амплитуды, на поверхности одиночных пузырьков внезапно возникала отчетливо видимая мелкомасштабная рябь – по поверхности пузырька начинали бегать капиллярные волны. На рис. 5 пузырек сохраняет

устойчивую сферическую форму при монопольных колебаниях, а на рис. 6 его поверхность покрыта капиллярной рябью.



Рис. 5



Рис. 6

Следует отметить, что возникновении капиллярной ряби может быть обусловлено лишь потерей устойчивости монопольных колебаний, поскольку длина волны (около 37 мм) на три порядка превышает размеры видимых пузырьков (десятки мкм). Таким образом, акустическое поле возбуждает монопольные колебания пузырька, а при превышении порога параметрической неустойчивости возникают мультипольные колебания его поверхности. Рябь на поверхности пузырьков вызывает интенсивные микропотоков жидкости вокруг них.

Работа выполнена в рамках госзадания FFUF-2024-0035 ИПФ РАН.

[1] Birkin P.R., Offin D.G., Leighton T.G. An activated fluid stream – New techniques for cold water cleaning. // Ultrason. Sonochem. 2015. Vol. 29. P. 612.
[2] Secker T.J., Leighton T.G. et. al. A cold water, ultrasonically activated stream efficiently removes proteins and prion-associated amyloid from surgicall stainless steel. // Journal of Hospital Infection. 2020. Vol. 106. P. 649.
[3] Eller A. Force on a bubble in a standing acoustic wave. // J. Acoust Soc. Am. 1968. Vol. 43. P. 170.
[4] Crum L.A. Bjerknes forces on bubbles in a stationary sound field. // J. Acoust. Soc. Am. 1975. Vol. 57. P. 1363.

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ КОГЕРЕНТНОГО И НЕКОГЕРЕНТНОГО МОНИТОРИНГА ДНА ОКЕАНА, СОДЕРЖАЩЕГО ДИСКРЕТНЫЕ НЕОДНОРОДНОСТИ

И.Ю. Грязнова, П.А. Ларичев, Е.А. Сечин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Гидроакустический мониторинг морского дна традиционно делится на когерентный и некогерентный подходы. При когерентном режиме существенную роль играют не только амплитуды, но и фазы волн, рассеянных отдельными неоднородностями. Некогерентный мониторинг предполагает сложение интенсивностей рассеянных сигналов. В настоящей работе численно исследуются обе модели рассеяния, обсуждаются их преимущества и недостатки.

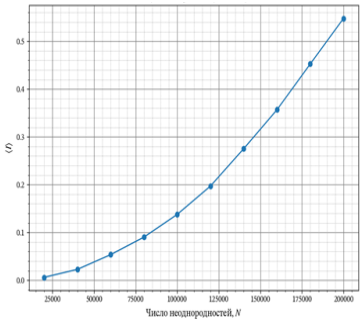


Рис. 1

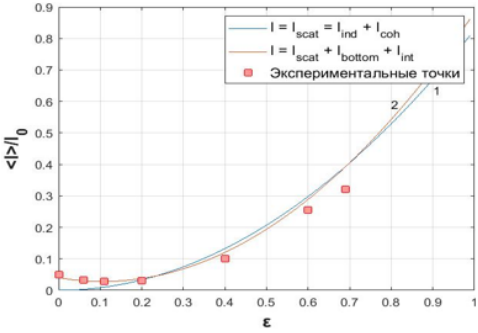


Рис. 2

Для нормального (ортогонального) зондирования плоской звукопрозрачной донной поверхности, содержащей дискретные неоднородности, несложно показать, что когерентная компонента средней интенсивности обратного рассеяния пропорциональна квадрату средней поверхностной концентрации рассеивателей, а некогерентная – средней концентрации [1].

Для иллюстрации этого эффекта была рассмотрена океаническая модель вертикального зондирования участка дна размером 60×60 м. В модели использовались следующие параметры: длина волны $\lambda = 0{,}20$ м, радиус частиц $a = 0{,}10$ м, высота источника над дном $h = 4000$ м. Результаты численного моделирования при усреднении по 100 реализациям представлены на рис. 1. Полученная зависимость подтверждает доминирование когерентной составляющей интенсивности в рассеянном поле. Однако в реальных экспериментах подстилающая неоднородности поверхность не является звукопрозрачной, что приводит к интерференции между сигналами, отражёнными донной поверхностью, и сигналами, рассеянными дискретными неоднородностями [2]. В результате зависимость средней интенсивности обратного рассеяния от средней концентрации частиц перестаёт быть монотонно возрастающей функцией (рис. 2). Это усложняет решение обратной задачи — оценку концентрации

неоднородностей по результатам акустических измерений. Следовательно, при использовании нормального зондирования требуется дополнительная информация о свойствах поверхности и применение более сложной модели интерпретации результатов.

При наклонном зондировании плоской поверхности средняя интенсивность обратно рассеянного поля возрастает практически линейно с увеличением числа рассеивающих частиц в достаточно широком диапазоне изменения параметров. Такая зависимость упрощает калибровку модели и повышает устойчивость решения обратной задачи. Однако при высоких концентрациях и малых углах скольжения зондирующего сигнала проявляется эффект затенения: часть неоднородностей экранируется другими рассеивателями, и дальнейшее увеличение их числа уже не приводит к росту интенсивности обратно рассеянного поля (рис. 3). Поэтому при интерпретации данных необходимо учитывать область применимости линейной модели и выбирать такие углы зондирования, при которых влияние затенения остаётся малым.

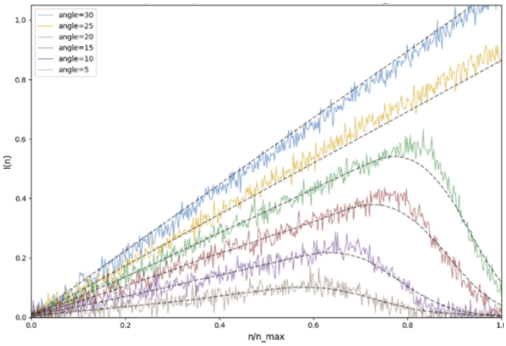


Рис. 3

Таким образом, когерентный режим при ортогональном зондировании дна обеспечивает наибольший уровень средней интенсивности обратного рассеяния, однако оказывается более чувствительным к интерференционным эффектам и свойствам донной поверхности. Для решения обратной задачи оценки концентрации неоднородностей по измерениям средней интенсивности обратно рассеянного акустического сигнала более простой и устойчивой является схема наклонного зондирования, в которой зависимость интенсивности от концентрации сохраняет близкий к линейному характер до проявления эффекта затенения при высоких концентрациях рассеивателей и больших углах падения зондирующих акустических сигналов.

[1] Грязнова И.Ю., Лабутина М.С., Прончатов-Рубцов Н.В. Теория однократного рассеяния волн и её приложение к задачам акустики природных сред – Нижний Новгород: Изд. ННГУ, 2016, 80 с.
[2] Гвоздков Е.М., Грязнова И.Ю., Лабутина М.С. // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки. 2022. № 3. С. 85.

Секция «Акустика»

Заседание секции проводилось 21 мая 2026 г.
Председатель – С.Н. Гурбатов, секретарь – А.А. Хилько.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXX научной конференции по радиофизике

СЕКЦИЯ «МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ И СИСТЕМ»

Председатель – И.С. Павлов, секретарь – Е.Ю. Линник.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВУМЕРНОЙ МОДЕЛИ НЕЙРОНА НА ОСНОВЕ ФОРМАЛИЗМА ХОДЖКИНА—ХАКСЛИ

Э.Р. Багаутдинова, Н.В. Станкевич

НИУ ВШЭ

Базовой моделью, описывающей генерацию потенциала действия на основе ионных токов через мембрану нейрона, является модель Ходжкина—Хаксли [1]. Несмотря на её высокую точность, анализ данной модели затруднён из-за высокой размерности и нелинейности, поэтому актуальной задачей является построение редуцированных моделей, сохраняющих основные динамические свойства исходной системы [2, 3]. В своей работе мы исследуем двумерную редукцию типа V–w, которая позволяет сохранять бистабильность [4].

Редукция основана на предположении о быстрой динамике активационной переменной натриевого тока. Вследствие этого она заменяется своей стационарной функцией. Также используется приближённая линейная зависимость между переменными активации калиевого тока и инактивации натриевого тока. В результате система принимает следующий вид:

$$C_m \frac{dV}{dt} = I_{app} - g_{Na} m_\infty^3(V)\,(1 - sw)\,(V - V_{Na}) - g_K w^4 (V - V_K) - g_L (V - V_L),$$

$$\frac{dw}{dt} = \varphi \cdot \frac{w_\infty(V) - w}{\tau_w(V)},$$

$$w_\infty(V) = \frac{n_\infty(V) + s[1 - h_\infty(V)]}{1 + s^2},$$

$$\tau_w(V) = 5exp(-\frac{(V+75)^2}{55^2}) + 1.$$

Здесь V — мембранный потенциал, w — восстановительная переменная, I_{app} — приложенный ток, $1 - sw$ — приближение инактивации натриевого потока w – приближение активации калиевого потока, φ — температурный множитель. Функция $m_\infty^3(V)$ — быстрая активация натриевого тока, а $w_\infty(V)$ и $\tau_w(V)$ задаются через стационарные характеристики исходной модели и отражают суммарную динамику процессов восстановления. Такая система описывает взаимодействие мембранного потенциала и медленной динамики, способной воспроизводить основные свойства возбудимости нейрона.

Двумерная редукция модели Ходжкина—Хаксли позволяет исследовать изменение динамических режимов при вариации внешнего тока I_{app}. На рис. 1 представлена бифуркационная диаграмма, отражающая зависимость мембранного потенциала V от параметра I_{app}. Красным цветом показана ветвь устойчивого состояния равновесия, чёрным — неустойчивого состояния равновесия, зелёным — устойчивого предельного цикла, синим — неустойчивого предельного цикла.

В точке HB1 происходит субкритическая бифуркация Андронова—Хопфа: при увеличении параметра I_{app} устойчивое состояние равновесия теряет устойчивость и переходит в неустойчивое. В этой точки рождается неустойчивый предельный цикл, амплитуда которого нарастает постепенно при уменьшении параметра Iapp. При приближении к точке бифуркации седло-узел (SN) амплитуда цикла резко нарастает и в

точке бифуркации неустойчивый цикл сливается с устойчивым. Амплитуда устойчивого цикла с увеличением параметра I_{app} немного возрастает, а затем уменьшается и постепенно сходит на ноль в точке HB2, где наблюдается суперкритическая бифуркация Андронова-Хопфа.

Таким образом, между точками бифуркации Андронова-Хопфа HB1 и бифуркацией седло-узел SN формируется область бистабильности, где устойчивое состояние равновесия сосуществует с устойчивым предельным циклом, а неустойчивый цикл разделяет их области притяжения.

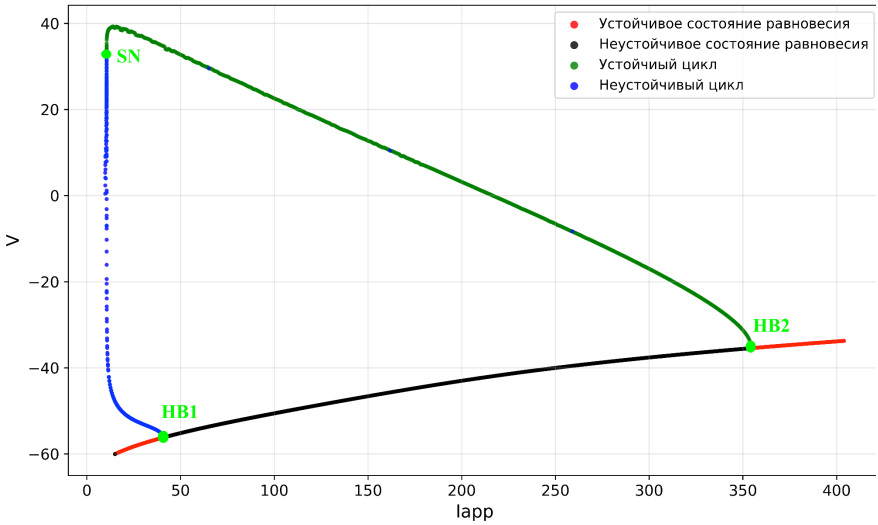


Рис. 1

Система была рассмотрена при двух значениях температуры: $T = 18.5^0C$ и $T = 12^0C$. Изменение температуры влияет на скорость восстановительной динамики через температурный множитель φ, входящий в уравнение для переменной w. При температуре $T = 18.5^0C$ восстановительные процессы протекают быстрее, что соответствует более выраженной временной активности системы. При понижении температуры до $T = 12^0C$ значение температурного множителя уменьшается, поэтому восстановительная динамика становится более медленной. Сравнение этих двух случаев позволяет оценить влияние температуры на структуру динамических режимов, положение бифуркаций и области бистабильности в двумерной модели нейрона.

Далее были рассчитаны бассейны притяжения устойчивого состояния равновесия и колебательного режима. Для этого фиксировалось значение приложенного тока $I_{app} = 15\ \mu A/cm^2$, которое находится в области бистабильности. Затем на фазовой плоскости (V, w) задавалась сетка начальных условий. Из каждой точки запускалась траектория, и далее определялось, к какому режиму она приходит: к состоянию равновесия — фиолетовый или к устойчивому предельному циклу — желтый (рис. 2).

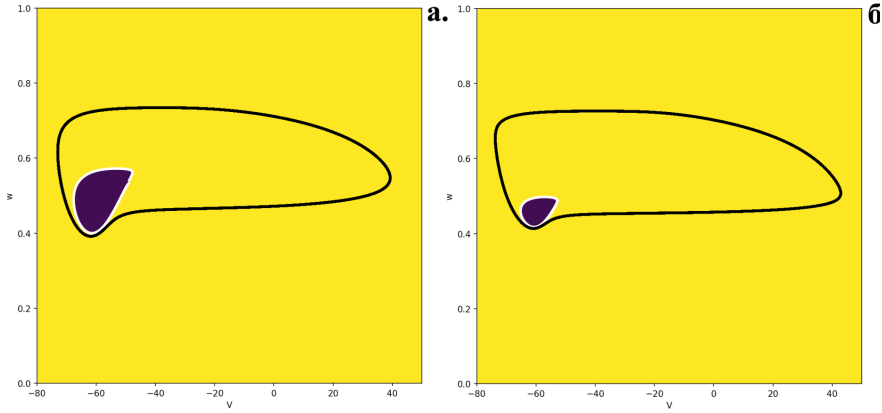


Рис. 2

Такой расчёт позволяет не просто увидеть отдельные траектории, а определить структуру фазового пространства. Область, из которой траектории приходят к равновесию, образует бассейн притяжения устойчивого состояния покоя. Область, из которой траектории переходят к повторяющимся колебаниям, соответствует бассейну притяжения предельного цикла.

На фазовом портрете также важную роль играет неустойчивый цикл. Он разделяет бассейны притяжения и фактически задаёт границу между начальными условиями, приводящими к покою, и начальными условиями, приводящими к колебаниям. При $T = 18.5^0C$ (рис. 3а) область бистабильности выражена сильнее. При $T = 12^0C$(рис 3б.) эта область уменьшается, что указывает на изменение структуры фазового пространства при снижении температуры.

После построения бассейнов притяжения были рассчитаны вероятностные характеристики, показывающие долю начальных условий, траектории из которых приходят к состоянию равновесия. Для каждого значения I_{app} выбирался набор начальных условий на фазовой плоскости, после чего определялся конечный режим движения. Вероятность P вычислялась как отношение числа траекторий, пришедших к равновесию, к общему числу рассмотренных начальных условий.

Такая характеристика позволяет количественно описать изменение бистабильности при вариации управляющего параметра. На рис. 3 участки, где $P = 0\%$, соответствуют области устойчивых колебаний, а участки, где $P = 100\%$, — области притяжения состояния равновесия. При $T = 18.5^0C$ (рис. 3а) и $T = 12^0C$ (рис. 3в) в области где P колеблется между значениями 100% и 0% находится область бистабильности. Сравнение случаев $T = 18.5^0C$ и $T = 12^0C$ показывает, что при понижении температуры область промежуточных значений вероятности становится уже, что указывает на уменьшение области бистабильности.

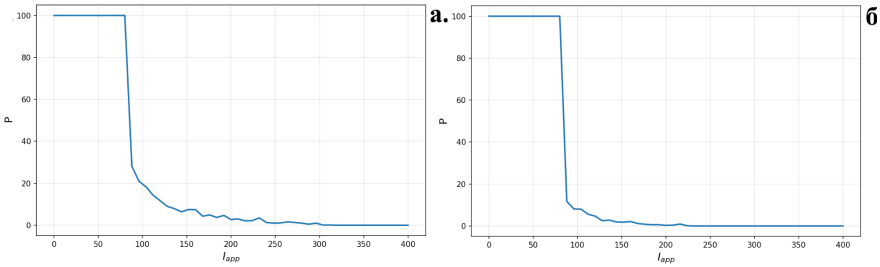


Рис. 3

Таким образом, исследование двумерной редукции модели Ходжкина—Хаксли показало, что такая система сохраняет основные динамические свойства нейронной возбудимости, включая сосуществование состояния равновесия и колебательного режима. Анализ бифуркационных диаграмм позволил выявить переходы между устойчивым равновесием, неустойчивым равновесием и предельными циклами, а также определить область бистабильности. Построение бассейнов притяжения и расчёт вероятностных характеристик показали, что в области бистабильности конечный режим системы существенно зависит от начальных условий. Сравнение случаев $T = 18.5^0C$ и $T = 12^0C$ показало, что снижение температуры замедляет восстановительную динамику и приводит к изменению структуры фазового пространства, в частности к уменьшению области бистабильности.

Работа выполнена в рамках проекта НИУ ВШЭ «Международное академическое сотрудничество».

[1] Hodgkin A.L., Huxley A.F. // Journal of Physiology. 1952. Vol. 117. P. 500.
[2] Rinzel J. // Federation Proceedings. 1985. Vol. 44. P. 2944.
[3] Ermentrout G.B., Terman D.H. Mathematical Foundations of Neuroscience. – New York: Springer, 2010. 422 p.
[4] Lu Y., Xin X., Rinzel J. // Biological Cybernetics. 2023. Vol. 117. P. 61.

ПРИМЕНЕНИЕ МОДЕЛЕЙ КОПУЛ ДЛЯ СРАВНЕНИЯ РОССИЙСКОГО И ЗАРУБЕЖНОГО ФОНДОВЫХ РЫНКОВ

Т.С. Бородина, И.И. Лопатин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Современный фондовый рынок представляет собой динамичную систему, чувствительную к макроэкономическим, политическим и институциональным шокам. В таких условиях структура зависимостей между активами становится менее устойчивой: в отдельные периоды усиливается синхронность движения цен, возрастает роль экстремальных событий, а традиционные методы анализа, основанные преимущественно на линейных предположениях, не всегда позволяют адекватно описать наблюдаемую картину.

В связи с этим особую актуальность приобретают методы, способные исследовать не только линейные, но и более сложные формы зависимостей между финансовыми инструментами. Одним из таких методов является копула-подход, позволяющий описывать структуру связи между случайными величинами независимо от формы их маргинальных распределений.

Понятие копулы (от лат. copula – «связь») было формализовано Скляром в 1959 году. Согласно его теореме, любая многомерная функция распределения может быть представлена через маргинальные распределения и соответствующую копулу, которая задает структуру зависимости между случайными величинами [1]. Ознакомиться с основной теорией по копулам можно в работах [2-4].

В данной работе с помощью копула-подхода проанализированы взаимосвязи между доходностями акций российских и зарубежных эмитентов, сгруппированных по пяти секторам рынка за период 2019-2025 гг., а также проводится анализ динамики фондовых рынков и их сравнение.

Используемые данные

Использовались исторические данные о котировках акций российских эмитентов, сгруппированных по пяти секторам рынка: нефтегаз, электроэнергетика, финансы, цифровой и телекоммуникационный сектор, промышленность и металлургия. В исследование были включены акции следующих компаний: ПАО «Газпром», ПАО «НОВАТЭК», ПАО «Газпром нефть», ПАО «Россети», ПАО «Интер РАО», ПАО «РусГидро», ПАО «Сбербанк России», Банк ВТБ (ПАО), ПАО «Московская биржа», МКПАО «Яндекс», ПАО «Ростелеком», ПАО «МТС», ПАО «Северсталь», ПАО «НЛМК» и ПАО «КАМАЗ». Данные по указанным бумагам были получены с открытого ресурса Finam.ru, который предоставляет доступ к архивам котировок в формате csv.

Для сопоставления результатов, полученных на российском фондовом рынке, в работе использовалась дополнительная зарубежная выборка, сформированная по той же общей логике секторного представления рынка. Для анализа использованы следующие компании: Exxon Mobil Corporation (XOM), Chevron Corporation (CVX), ConocoPhillips (COP), NextEra Energy, Inc. (NEE), Duke Energy Corporation (DUK), The Southern

Company (SO), JPMorgan Chase & Co. (JPM), Bank of America Corporation (BAC), The Goldman Sachs Group, Inc. (GS), Alphabet Inc. (GOOGL), T-Mobile US, Inc. (TMUS), Verizon Communications, Inc. (VZ), Caterpillar Inc. (CAT), Deere & Company (DE) и Nucor Corporation (NUE). Загрузка данных по зарубежным акциям выполнялась программно с использованием библиотеки yfinance.

Такой способ формирования выборки позволил отдельно анализировать зависимости внутри отраслевых кластеров и между ними. В исследование включались дневные наблюдения, то есть одно наблюдение соответствовало одному торговому дню, за период с 1 января 2019 года по 31 декабря 2025 года.

Методика исследования

Методика исследования составляет последовательность этапов анализа, реализуемых в интерактивной среде Jupyter Notebook и организована в виде набора функций, обеспечивающих загрузку данных, их предобработку, построение эмпирических копул, классификацию зависимостей и визуализацию результатов. Более подробно методику можно изучить в работах [5-7]. Ниже описаны основные компоненты архитектуры программы.

- 1. Модуль загрузки данных. Данный модуль отвечает за получение исторических данных о ценах активов. Источниками могут служить локальные таблицы (например, csv-файлы) или специализированные финансовые сервисы. В рамках загрузки также выполняется проверка формата и синхронизация временных шкал.
- 2. Модуль предобработки. На данном этапе выполняются сортировка наблюдений по времени, удаление пропусков и дублирующихся записей, расчет логарифмических доходностей, а также переход к псевдонаблюдениям на основе рангового преобразования.
- 3. Модуль анализа зависимостей. Основное назначение модуля – выявление формы связи между парами активов. На сетке в единичном квадрате для каждой пары активов реализуется расчёт эмпирической копулы, которая сравнивается с тремя эталонными: независимой, комонотонной и контрмонотонной. В качестве метрики используется усреднённое L1-расстояние по всей сетке.
- Модуль также поддерживает анализ с учетом временных лагов – при смещении одного из временных рядов во времени можно выявить запаздывающую или опережающую зависимость.
- 4. Модуль визуализации. Все результаты представляются в виде графиков, диаграмм и таблиц, что обеспечивает наглядность и удобство интерпретации, особенно при сравнении различных периодов или активов.
- Для каждого года с 2019 по 2025 строятся матрицы 15×15, где по строкам и столбцам – тикеры, а в ячейках – символы «+» (комонотонность), «−» (контрмонотонность) или «0» (независимость).

Результаты

По результатам анализа российской выборки установлено, что в большинстве периодов на рынке преобладают связи, близкие к независимости. Это особенно характерно для межсекторных сочетаний, где заметную роль играют специфические факторы отдельных эмитентов.

Однако в отдельные годы наблюдается заметное усиление положительной согласованности. Устойчивые внутрисекторные комонотонные зависимости были выявлены в нефтегазовом и металлургическом секторах. В разные годы подобные связи также проявлялись в электроэнергетике, финансовом и телекоммуникационном сегментах. Наиболее выраженная положительная связь зафиксирована для пар нефтегазового сектора (GAZP-NVTK, GAZP-GZNF, NVTK-GZNF), а также в разные годы для пар IRAO-HYDR, VTBR-MOEX, RKTM-MTSS и CHMF-NLMK.

Контрмонотонные зависимости практически не встречаются. Алгоритм либо классифицирует такие пары как независимые, либо выявляет слабую положительную связь, что соответствует общей картине российского рынка, где доминирует совместное движение ликвидных бумаг под воздействием макроэкономических шоков.

Структура зависимостей заметно меняется во времени. В относительно спокойные годы преобладают связи, близкие к независимости, тогда как в периоды повышенной турбулентности возрастает число как внутрисекторных, так и межсекторных положительных зависимостей. Наиболее контрастный результат наблюдается в 2025 году, когда положительная зависимость фиксируется практически для всех пар акций, что указывает на резкое усиление общего рыночного компонента.

Отдельное внимание было уделено анализу зависимостей с учетом временных лагов. Проведенный перебор лаговых комбинаций не выявил для российской выборки устойчивых эффектов опережения и запаздывания, допускающих содержательную экономическую интерпретацию. Это позволяет сделать вывод о том, что на дневном горизонте исследуемые бумаги в большей степени реагируют синхронно на общерыночные и отраслевые шоки, чем формируют устойчивые причинно-временные цепочки между отдельными эмитентами.

Сопоставление с зарубежной выборкой позволило выявить как общие закономерности, так и различия между рынками. Сравнение показало, что для обоих рынков характерно более сильное проявление внутрисекторных связей по сравнению с межсекторными, а устойчивые лаговые эффекты в обоих случаях выражены слабо. Вместе с тем российский рынок оказался более чувствительным к смене рыночного режима: в стрессовые периоды число положительных зависимостей здесь возрастает значительно сильнее, чем в зарубежной выборке. Зарубежный рынок, напротив, демонстрирует более устойчивую секторную структуру, при которой положительные связи чаще сохраняются внутри отдельных отраслей и реже переходят в почти полную межсекторную согласованность.

Практическая значимость выполненной работы состоит в том, что предложенный подход может использоваться при исследовании структуры совместного риска, анализе отраслевой согласованности и оценке степени диверсификации фондового портфеля.

Диверсификация по отраслям остается эффективным инструментом снижения риска. Большинство межотраслевых пар демонстрируют зависимость, близкую к независимой. Включение в портфель акций компаний из разных секторов экономики снижает влияние отраслевых шоков, поскольку матрицы зависимостей показывают, что наиболее устойчивые положительные связи чаще проявляются внутри отдельных секторных кластеров, чем между ними. Внутрисекторные активы нередко обладают повышенной совместной рисковостью. Например, положительная зависимость между GAZP, NVTK и GZNF указывает на то, что одновременное включение нескольких

бумаг одного нефтегазового кластера ограничивает эффект диверсификации. Отсутствие выраженных лаговых эффектов означает, что использование простых запаздывающих стратегий на базе парных связей между российскими акциями вряд ли будет устойчиво прибыльным. Полученные результаты скорее поддерживают гипотезу об оперативном отражении информации в ценах ликвидных бумаг.

Таким образом, копула-подход оказывается полезным дополнением к традиционным корреляционным методам. Он позволяет выявлять и визуализировать структуру зависимости, не навязывая предположений о нормальности доходностей. Это особенно важно в периоды рыночных стрессов.

Перспективы дальнейшего развития исследования связаны с расширением набора активов, переходом к многомерным копулам, включением макроэкономических факторов, а также сопоставлением копула-подхода с другими современными методами анализа финансовых временных рядов.

[1] Sklar A. // Publ. Inst. Statis. Univ. Paris. 1959. No.8. P. 229.
[2] Пеникас Г.И. // Журнал новой экономической ассоциации. 2010. Т. 7. С. 24.
[3] Фантаццини Д. // Прикладная эконометрика. 2011. № 2(22). С. 98.
[4] Фантаццини Д. // Прикладная эконометрика. 2011. № 3(23). С. 98.
[5] Бронштейн Е.М. и др. // Прикладная эконометрика. 2011. №2 2(2). С. 22.
[6] Бронштейн Е.М., Зинурова А.Р. // Прикладная эконометрика. 2012. № 3(27). С. 109
[7] Бородина Т.С., Лопатин И.И. // В кн.: Тр. XXIX научн. конф. по радиофизике.– Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2025. С. 417.

ДЕФОРМАЦИЯ, ИНДУЦИРОВАННАЯ ОБРАЗОВАНИЕМ ЯНУС-ЧАСТИЦ

В.Б. Федосеев

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Механическое напряжение может быть одним из термодинамических факторов, определяющих состояние расслаивающихся растворов. Это явление было описано в середине прошлого века [1, 2]. В частности, влияние сдвиговой деформации на фазовое состояние полимерных систем и сплавов описано в обзорах [3, 4, 5]. В [6] предложена интерпретация, основанная на термодинамическом описании эффекта формы и показано, что деформация пористой матрицы способна менять состав сосуществующих фаз во включениях, способствуя гомогенизации или расслаиванию смеси ограниченно растворимых компонентов.

Если предположить существование обратного эффекта, то фазовый переход может в свою очередь индуцировать деформацию. В материаловедении такие примеры есть, например, дисперсионное упрочнение или разрушение материалов, эффект памяти формы.

Целью этого сообщения является описание особого случая, при котором причиной деформации является изменение морфологии включений при изменениях типа сфера – янус-частица. Как любое изохорное искажение сферической формы, оно сопровождается изменением линейных размеров включений, приводящим к деформации окружающей матрицы.

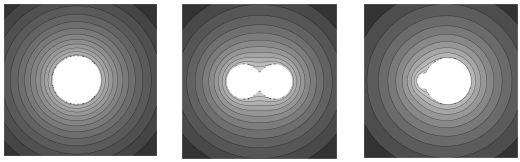
Равновесная форма янус-частицы определена соотношением поверхностного натяжения межфазных границ. Деформация незначительна при хорошем смачивании возникающих фаз и увеличивается с ростом поверхностного натяжения межфазной границы до состояния абсолютного несмачивания [7–9]. В последнем случае относительные удлинение и сужение включения достигают 57% и –21% диаметра изохорной сферы соответственно.

Вариация поля упругих напряжений в результате образования янус-частиц

Для моделирования упругого поля использована электростатическая аналогия между уравнениями электростатики и теории упругости [10,11]. Напряжения окружающей частицу изотропной матрицы моделировались функцией $\sigma(r)\sim\delta V/r^3$, где радиус r отсчитывается от геометрических центров сферической частицы или каждой из фаз α и β, а роль заряда выполняет δV – дилатация матрицы около сферического включения. Для отдельных фаз дилатация определялась их объёмными долями $\delta V_\beta = \theta\delta V$, $\delta V_\alpha = (1-\theta)\delta V$, где $\theta = V_\beta/V$ – объёмная доля фазы β, V и V_β – объёмы частицы и фазы. Далее использовано приближение $\delta V = \delta V_\alpha + \delta V_\beta$, при котором энтальпийные эффекты можно не учитывать.

На рис. 1 схематически показаны поля напряжений около сферической частицы (рис. 1а) и янус-частиц с разными $\theta = 50\%$, $\theta = 90\%$ соответственно (рис. 1б,в). На больших расстояниях различия упругого поля между этими состояниями сглаживаются.

Искажение исходного распределения упругих напряжений можно связать с расхождением геометрических центров исходной сферы и отдельных фаз, образующих янус-частицу.



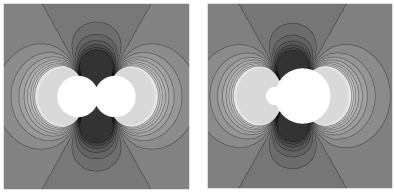
а б в

Рис. 1

Центры фаз могут не совпасть и при образовании конфигурации core-shell, но core-фаза не выходит за границы исходной сферы и не меняет упругое поле.

На рис. 2 показана вариация упругих напряжений $\delta\sigma(r)\sim\left(\delta V_\alpha/r_\alpha^3+\delta V_\beta/r_\beta^3\right)-\delta V/r^3$ при преобразовании сферической частицы в янус-конфигурацию. Обозначим координаты исходной сферической частицы (x_0,y_0), координаты центра янус-частицы $\left(x_J,y_J\right)$, центры фаз (x_α,y_α), $\left(x_\beta,y_\beta\right)$. Рассмотрим случай с неподвижным центром частицы $\left(x_J,y_J\right)=(x_0,y_0)$, при этом координаты свяжем по правилу рычага: чем больше объёмная доля фазы, тем ближе она к центру частицы $\left(x_0=x_\alpha+\theta\left(x_\beta-x_\alpha\right),y_0=y_\beta=y_\alpha=0\right)$. В этом случае точка $\left(x_J,y_J\right)$ остаётся центром симметрии упругого поля, даже если при фазовом превращении образуются несимметричные частицы (рис. 3б).

Фазовое превращение приводит к росту напряжений в аксиальных областях и снижению их в радиальной области, там где размер частицы становится меньше.



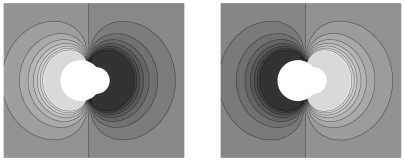
а б

Рис. 2.

Если в исходном и конечном состоянии центры частицы совпадают или близки $\left(x_J,y_J\right)\cong(x_0,y_0)$, упругое поле имеет квадрупольный момент (рис. 2, а – объёмная доля новой фазы 50% , б – объёмная доля новой фазы 90%).

В общем случае образование янус-конфигурации может происходить со смещением геометрического центра частицы $\left(x_J,y_J\right)\neq(x_0,y_0)$. При этом меняется локализация областей увеличения и ослабления упругих напряжений, а также симметрия упругого поля (рис. 3). На рис. 3 представлена вариация упругих напряжений янус-частиц с $\theta=70\%$ при разном положении геометрических центров исходной и конечной конфигурации: а – центр частицы смещён в сторону фазы с меньшим объёмом, б – центр частицы смещён в сторону фазы с большим объёмом

Квадрупольный момент исчезает с увеличением расстояния между исходным и конечным положением центра частицы, вместе с этим появляется и возрастает дипольный момент (рис. 3). Во всех случаях энергия упругого поля янус-частицы больше, чем у сферы. Заметим, что возникновение дипольного момента не следует связывать с изменением морфологии частиц. Дипольный момент появляется при смещении в упругой матрице любого объекта. Например, сдвигу центра сферы на δx соответствует $\delta\sigma(x,y)\sim(x^2+y^2)^{-3/2}-((x+\delta x)^2+y^2)^{-3/2}$.



а б

Рис. 3

Напряжения растут с той стороны, куда смещается сфера, и снижаются с противоположной. Как и в электростатике, суммарная энергия поля возрастает с ростом дипольного момента, поэтому смещение центра частицы становится невыгодным. Следствием является появление сил, стремящихся вернуть янус-частицу к исходному геометрическому центру (на рис. 3 из состояний "а" и "б" в состояние $(x_J, y_J) = (x_0, y_0)$).

Причиной расхождения между исходным и конечным положением центра частицы может быть большая скорость фазового превращения. Сдвиг может возникать и под действием внешних сил и стать необратимым, если приводит к пластической деформации, "стирающей" исходную конфигурацию упругого поля.

Другим аспектом изменения морфологии частиц при фазовых превращениях является возникновение между ними упругих взаимодействий, подобных взаимодействиям между электрическими диполями и квадруполями [12,13]. Результатом может быть притяжение, отталкивание или ориентация частиц. Случай взаимодействия упругих (дилатационных) диполей рассмотрен в [14].

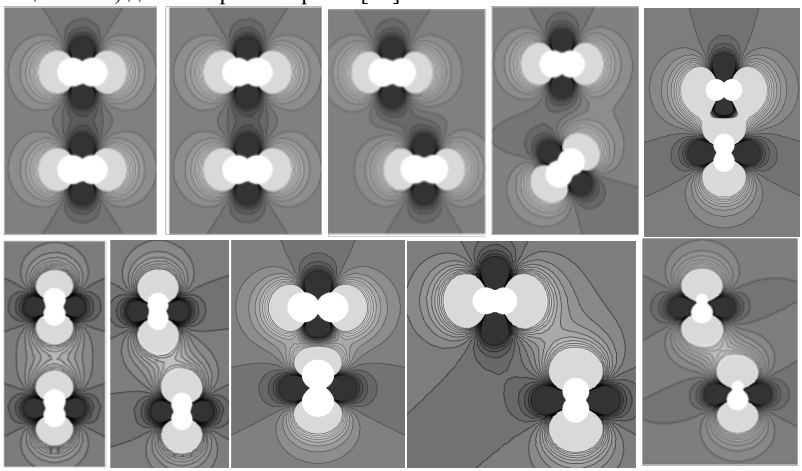


Рис. 4

Рис. 4 демонстрирует ряд примеров вариации упругих напряжений в окрестности двух одинаковых янус-частиц ($\theta = 50\%$) при разном расположении и ориентации.

Электростатическая аналогия позволяет видеть, что преобразование сферического включения в изохорную янус-частицу приводит к росту упругой энергии. В процессе релаксации избыточной свободной энергии система может использовать разные механизмы снижения упругих напряжений. В непластичной матрице возможно изменение ориентации за счёт сдвига и поворота соседних частиц, согласование ориентации формирующихся янус-частиц с полем окружающих частиц, перераспределение

компонентов фаз внутри частицы в соответствии с более выгодной ориентацией, гомогенизация и возврат к сферической форме с последующим образованием янус-частицы с более выгодной ориентацией, подавление фазового перехода либо переход частицы в метастабильные core-shell состояния. В пластичной матрице к этому можно добавить самоорганизацию, агрегацию или выталкивание частиц на поверхность.

Разнообразие механизмов допускает существование разных сценариев коллективного поведения частиц при фазовом превращении. Отклик матрицы композиционного материала на это поведение может представить самостоятельный интерес. Образование янус-частиц меняет характеристики, связанные с размером, формой, ориентацией и концентрацией дисперсной фазы, которые оказывают существенное влияние на свойства композиционного материала.

В конечном итоге равновесному состоянию соответствует минимум суммарной энергии частицы и матрицы, учитывающий изменения упругого поля и зарождение дефектов в окрестности частиц. Описанная взаимосвязь поля упругих напряжений с морфологией частиц позволяет утверждать, что внешнее воздействие на композиционный материал может противодействовать или содействовать фазовым превращениям с формированием янус-конфигурации.

[1] Вшивков С.А., Куличихин С.Г., Русинова Е.В. // Успехи химии. 1998. Т. 67, № 3. С. 261.
[2] Frenkel S. // Pure Appl. Chem. 1974. Vol. 38, no. 1–2. P. 117.
[3] Малкин А.Я., Куличихин С.Г., Кожина В.А. // Высокомолекулярные соединения. Сер. А. 1996. Т. 38, № 8. С. 1403.
[4] Malkin A.Y. // Advances in Colloid and Interface Science. Elsevier B.V. 2021. Vol. 290. P. 102381.
[5] Разумов И.К. и др. // Успехи физических наук. 2020. Т. 190, № 8. С. 23.
[6] Шишулин А.В., Федосеев В.Б. // ЖТФ. 2020. Т. 90, № 3. С. 358.
[7] Fedoseev V.B. // Colloid J. 2025. Vol. 87, no. 6. P. 992.
[8] Fedoseev V.B. // Tech. Phys. Lett. 2025. Vol. 51, no. 6. P. 20.
[9] Федосеев В.Б. // Письма ЖТФ. 2025. Vol. 51, no. 11. P. 22.
[10] Хирт Д.П., Лоте И. Теория дислокаций. – М.: Атомиздат, 1972. 599 с.
[11] Работнов Ю.Н. Механика деформируемого твердого тела. – М.: Наука, 1988. 744 с.
[12] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика: Теория поля. – ФИЗМАТЛИТ, 2003. 536 с.
[13] Каплан И.Г. Межмолекулярные взаимодействия. Физическая интерпретация, компьютерные расчеты и модельные потенциалы. – БИНОМ, 2014. 394 с.
[14] Кукушкин С.А., Осипов А.В. // ФТП. 2013. Т. 47, № 12. С. 1575.

К ВОПРОСУ ОБ ИССЛЕДОВАНИИ ШУМОВ ПРИМЕНИТЕЛЬНО К АКУСТИКО-ЭМИССИОННОМУ МЕТОДУ НЕРАЗРУШАЮЩЕГО КОНТРОЛЯ

Н.Е. Казачек[1)], С.В. Казачек[2)]

[1)] ННГУ им. Н.И Лобачевского
[2)] АО «Гипрогазцентр»

Из всех методов неразрушающего контроля метод акустической эмиссии (АЭ) один из самых эффективных и масштабных способов обнаружения дефектов. Метод АЭ в автоматическом режиме осуществляет измерение и обработку акустических сигналов. В качестве оборудования в методе АЭ, как пример, рассмотрим, акустико-эмиссионный измерительный комплекс «Лель»/A-Line 32D (DDM). Комплекс «Лель» предназначен для проведения неразрушающего контроля и оценки состояния ответственных объектов, подведомственных Гостехнадзору. В основе оборудования лежит возможность классифицировать дефекты не по размерам, а по степени опасности для конструкции в реальном времени [1].

Метод АЭ, это помехозависимый метод и несмотря на внедрение в инженерную практику улучшенных прецизионных измерительных усилителей, цифровой обработки сигналов с помощью специальных программ не находит должного использования в объеме РФ. Одной из важнейших проблем акустико-эмиссионного контроля является снижение шумов в акустическом сигнале. Известно, отношение сигнал/шум – безразмерная величина, равная отношению мощности полезного сигнала к мощности шума:

$$\text{ОСШ} = \text{P}_{\text{сигнал}}/\text{P}_{\text{шум}} = A^2_{\text{сигнал}}/A^2_{\text{шум}},$$

где P – средняя мощность сигнала, A – среднеквадратичное значение амплитуды [2].

Шумы разделяют на естественные и технические, аддитивные и мультипликативные. Исторически техническим шумом называли фликкерный шум, довольно специфический тип шума. Рассмотрим фликкерный шум, именно данный тип шума вносит наиболее весомый вклад в помехи при регистрации сигнала акустической эмиссии. Фликкерный шум был обнаружен Джонсоном в 1925 году. Теорию шума и его название было предложено Шоттки в 1926 году. Шоттки была установлена обратно пропорциональная зависимость между спектром $< \text{x}^2{}_n >_f$ шумового тока и самим током $i_n(t)$. Отличительной чертой фликкерного-шума является форма его спектра. Если обозначить через x(t) фликкерный случайный процесс, то спектр этого процесса можно выразить выражением: $< \text{x}^2{}_n >_f = \text{A}/f^{\gamma}$.(1).

Параметр A в этом выражении специального значения не имеет, считается, что он численно равен высоте спектра на частоте 1 Гц. Параметр γ называется «параметром формы спектра», его величина близка к единице. Из-за того, что параметр A формы спектра, принимает значение близкое к единице, то и спектр (1) имеет частотную зависимость вида $1/f$ фликкерный шум называют «$1/f$-шумом». Фликкерный шум – низкочастотный шум, который присутствует не только в прецизионных измерительных устройствах, уровень, совершенства которых важен для осуществления метода АЭ. Многочисленными экспериментальными исследованиями установлено, что фликкерный шум, наблюдаемый практически в любых аналоговых электронных устройствах, источниками которого могут являться неоднородности в проводящей среде, при

многочисленных исследованиях низкочастотного шума, при его многообразии, природа его до конца не изучена. Определенный интерес имеет та сторона фликкер-шума, а именно его проявление в прецизионных измерительных приборах. Автором статьи F.N. Hooge [3] было проведено исследование фликкер-шума при работе операционного усилителя ADA4622-2, был получен график спектральной плотности напряжения в системе координат $< x^2{}_n >_f$, и f в двойном логарифмическом масштабе.

На рис. 1 представлен график спектральной плотности напряжения шума операционного усилителя ADA4622-2, на нем можно выделить две характерные области. Левая часть графика – область 1/f-шума, а в правой части графика преобладает широкополосный шум. Точка пересечения между областями $1/f$-шума и широкополосного шума называется 1/f-углом. Было установлено, что угол $1/f$-излома зависит от конкретного операционного усилителя. С помощью значений угла $1/f$-излома можно выбрать оборудование для метода АЭ при мониторинге трубопровода, где «сигнал/шум», будет наибольший.

Фликкер шум способен ограничить эффективность любого прецизионного низкочастотного оборудования. В настоящее время борьба с шумом происходит с применением различных фильтров, а также определенными действиями таких как стабилизация прерыванием, переменное возбуждение. Эти методы имеют свои недостатки; незначительно устраняют действие шума.

Коган в заключении своей статьи «Низкочастотный токовый шум» предполагает, что возникновение и перемещение дефектов в проводниках каким-то образом связано с возникновение $1/f$-шумом.

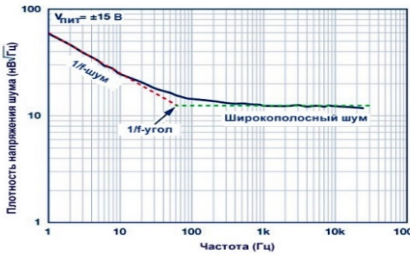


Рис. 1

В результате обзора многих статей можно сказать, что фликкер-шум – это достаточно распространённое явление. причины возникновения которого зависят от природы объекта исследования. Общее значение объектов состоит в том, что фликкер-шум выступает как спутник необратимых процессов и несет информацию о них. Главная цель исследования шума, состояла в том, чтобы найти способы его подавления. Эта задача в какой-то степени решена. Однако фликкер-шум может являться источником информации об объекте и процессах, протекающих в нем. Такое предположение, внес автор А.А. Шульгинов в своей статье «Разработка источника фликкер – шума для целей неразрушающего контроля» Автор разделяет шум на два вида, один из которых, так называемый локальный шум, звучание отдельных зёрен металла и нелокальный, который связан с ростом дефектов внутри объекта. Именно нелокальный шум представляет интерес для методов неразрушающего контроля. Статья была опубликована в Вестнике ЮУрГУ, №7, 2001г.

В поддержку данной идеи автора приведен пример, независимый, от идеи автора статьи.

В УКЭР ОАО «Газ» одновременно с проведением стендовых испытаний рессор на усталость, амплитуда нагружения равна 300 МПа, крепились датчики для записи

звукового сигнала. Запись проводилась в разные моменты времени и были связаны с циклом наработки.

На рисунках 2 и 3 показаны временные диаграммы мощности вибраций рессоры автомобиля ГАЗ-3110 «Волга», при стендовых испытаниях на усталость. Представляют собой случайный процесс с нулевым средним, состоящий из собственных колебаний рессоры в смеси с шумом измерения. Затем с помощью специальной программы выбирали пять реализаций, для лучшего представления картины. наблюдений.

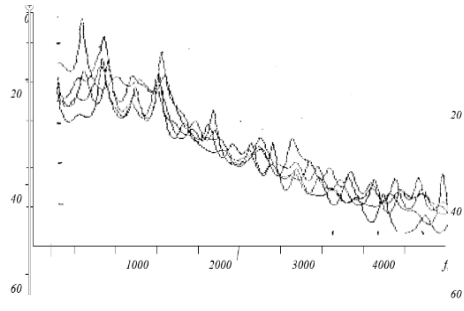


Рис. 2

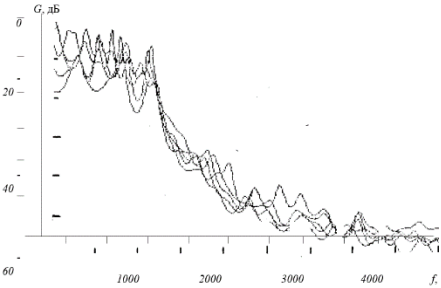


Рис. 3

В рессоре под воздействием внешних сил возникают вибрационные процессы, которые оценивались с помощью методов спектрального анализа, метода минимакса энтропии. Метод анализа случайных временных процессов с высоким разрешением в условиях малых выборок. Основополагающей идеей метода является распараллеливание осуществляемой обработки наблюдений в нескольких независимых частотных каналах с последующем объединением результатов.

Проанализировано 120 спектрограмм. Частота собственных колебаний рессор лежат в интервале 20 – 5000Гц. Отмечен эффект концентрации спектра мощности вибраций в низкочастотной части спектра, степень которой зависит от наработки рессоры при испытаниях на усталость.

Интересен тот факт, что график спектральной плотности напряжения шума по внешнему виду совпадает с графиком кривой усталости (рис. 4), где устанавливается зависимость между пределом выносливости и числом циклов наработки.

Как характеристики шумов, так и кривой усталости отражают состояние структуры. Довольно естественной представляется идея связать низкочастотный шум, а конкретно 1/f-шум, с релаксационными явлениями в твердых телах. Обратное время релаксации в твердых телах совпадает с частотой на которых наблюдается 1/f-шум.

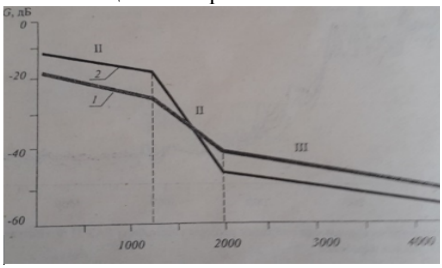


Рис. 4

Для сравнения; с опубликованными данными, получаем тот же угол, но только в зеркальном отображении.

В работе установлена связь между плотностью напряжения 1/f-шума при низких частотах и пределом выносливости, исследуемого объекта. Как характеристики шумов, так и кривой усталости отражают состояние структуры объекта.

В связи с ранее сказанным на рис. 2-3 представлены, как пример, спектрограммы вибраций рессор с помощью спектрального анализа [4]. Получены оценки спектров мощности колебаний рессор одной установки рессоры на стенде в разные моменты времени (от постановки на стенд до разрушения). Проанализировано 120 спектрограмм. Частота собственных колебаний рессор лежат в интервале 20 – 5000 Гц. Отмечен эффект концентрации спектра мощности вибраций в низкочастотной части спектра, степень которой зависит от наработки рессоры при испытаниях на усталость. Наблюдается в какой-то степени схожесть между рис. 1 и рис. 4. а именно, концентрация спектров мощности вибраций происходит в низкочастотной области спектра.

Выводы

1.Физическая природа возникновения $1/f$-шума в твердых телах окончательно не выяснена.

Естественной представляется идея связать низкочастотный шум, а конкретно $1/f$-шум, с релаксационными явлениями в твердых телах.

2. Возможность использования шума (помех), в частности, в методе акустической эмиссии или создании методики диагностики состояния объекта, именно с применением шума и его пригодность в дальнейшем использовании как метода.

3. Изучение шумов, в большей степени фликкерного-шума, является важной задачей специалистов, осуществляющих контроль работы магистральных газопроводов, в частности широкого использования методов АЭ, как надежного, информативного варианта.

[1] Казачек Н.Е., Казачек С.В. // Обозрение прикладной и промышленной математики. — М.: Редакция журнала «ОП и ПМ», 2015. Т. 22, Вып. 5. 2. С. 585.

[2] Якимов А. В. Физика шумов и флуктуация параметров. Электронное учебное пособие. — Нижний Новгород, 2013. 108 с.

[3] Hooge F.N. “1/f Noise Sources.’’ // IEEE Transactions on Electron Devices. 2011. Vol. 41.

ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ НА ТОНКОМ СЛОЕ ВЕЩЕСТВА С ТЕНЗОРНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТЬЮ И ИХ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ ПРОЦЕССОВ В ЛАМПЕ С БЕГУЩЕЙ ВОЛНОЙ

А.Е. Китаев

АО "ННПО имени М. В. Фрунзе"

Введение

В докладе в качестве упрощенной «ЛБВ-подобной» системы рассматривается ленточный электронный пучок над гребенчатой поверхностью. Предварительно выводятся граничные условия на бесконечно тонком слое бесконечно плотного диэлектрика. Также перед переходом к случаю электронного пучка исследуются более простые системы (например, тонкий слой диэлектрика над идеально проводящей поверхностью). Важной целью исследования можно считать включение ряда задач о различных конфигурациях лампы с бегущей волной (и родственных приборов) в более широкий класс электродинамических задач о распространении волн в пространстве с кусочно-постоянными значениями тензорной диэлектрической проницаемости. После этого задание конкретного выражения для диэлектрической проницаемости позволяет свести одну задачу к другой. В докладе используются *exp*(-*i*ω*t*)-процессы.

Методика исследования

Рассмотрим δ-образный слой диэлектрика с тензорной диэлектрической прони-цаемостью. Пусть толщина слоя стремится к нулю, а проницаемость диэлектрика – к бесконечности (имеется в виду абсолютная величина части компонент тензора ди-электрической проницаемости). По обеим сторонам от слоя находятся среды со скалярной диэлектрической проницаемостью (различной). Также внутри слоя и по бокам от него задана постоянная скалярная магнитная проницаемость μ. Введем координатные орты $\boldsymbol{m}$, $\boldsymbol{\tau}$, $\boldsymbol{n}$, образующие правую тройку: орт $\boldsymbol{m}$ направлен на нас, орт $\boldsymbol{\tau}$ – вправо, а орт $\boldsymbol{n}$ – вверх, в сторону первой среды (см.

. 1). Запишем диэлектрическую проницаемость с помощью единой формулы, используя δ-функцию и ступенчатую функцию $h(x)$ Хевисайда:

$$\hat{\varepsilon} = \varepsilon_1 Eh(n) + \varepsilon_2 Eh(-n) + a\delta(n). \qquad (1)$$

Здесь n – поперечная координата (увеличивающаяся в направлении вектора n), a – тензор, а E – единичный тензор (тензор Кронекера, записанный в матричном виде).

Нас будет интересовать вывод граничных условий для тангенциальных составляющих электрического и магнитного поля на таком диэлектрическом слое (уточним еще раз: диэлектрическая проницаемость имеет тензорный вид только в δ-образном слое, по бокам она – скалярная). При этом производятся действия, аналогичные действиям при выводе обычных граничных условий (например, интегрирование «роторного» уравнения Максвелла для $\boldsymbol{H}$ по площади, охваченной контуром L – см. рис. 1). Вводится дополнительное упрощение – недиагональная компонента ε_{mn} равна 0.

(2)

$$H_{2\tau} - H_{1\tau} = \frac{4}{c} j_{(es)m} - \frac{i}{c}\left(a_{m\tau} E_\tau(0) + a_{mm} E_m(0)\right).$$

Запишем сразу интересующие нас граничные условия:

Уточним обозначения для тока j – индекс «*e*» означает, что ток j – электрический, индекс «*s*» - что в формулу входит не объемная, а поверхностная плотность этого тока, а индекс «*m*» - что мы имеем дело с проекцией вектора поверхностной плотности тока на орт $\boldsymbol{m}$.

Можно получить формулы граничных условий для различных конфигураций прямоугольных координат *x,y,z* (здесь они не приводятся).

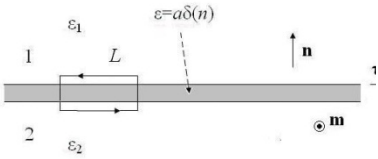


Рис. 1

Пример использования граничных условий – волны в тонком слое диэлектрика (с диагональным тензором диэлектрической проницаемости) над идеально проводящей поверхностью

Рассмотрим электродинамическую систему следующего вида – как на рис. 2 (тонкий слой «плотного» диэлектрика над идеально проводящей поверхностью). Для простоты положим, что $\varepsilon = 1$ и $\mu = 1$ за пределами идеального проводника и диэлектрического слоя.

Пусть имеются лишь компоненты E_z, E_y, H_x (*TM*- или *E*-поляризация электромагнитного поля).

Запишем дисперсионное уравнение для волн в данной структуре:

$$-\frac{iga_{zz}}{2}(exp(2igd) - 1) = 1. \quad (3)$$

Здесь g–поперечное волновое число, которое выражается через циклическую частоту и продольное волновое число h:

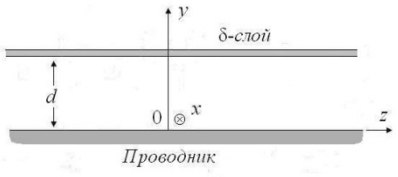


Рис. 2

$$g = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - h^2}. \quad ((4)4)$$

a_{zz}–это множитель в одной из диагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости (для δ-образного слоя вещества).

Плоский электронный пучок как диэлектрический слой

Уточним возможную физическую природу диэлектрика из предыдущего пункта следующим образом. Пусть этот слой представляет собой бесконечно тонкий плотный пучок электронов, летящих со скоростью V. От разлета пучок предохраняет магнитная фокусировка, отрицательный заряд электронов скомпенсирован «присоединившимися» ионами. То есть фактически мы имеем дело с ленточным потоком замагниченной плазмы.

В случае, когда плазма находится в магнитном поле, ее диэлектрическая проницаемость является тензором. Если постоянное магнитное поле направлено вдоль оси z, компоненты тензора следующие (см. [1]):

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = 1 - \frac{H_p^2}{\omega^2 - \omega_H^2}, \qquad \omega_H = \frac{e|\boldsymbol{H}|}{mc}, \qquad \omega_p^2 = \frac{4\pi e^2 n_e}{m}, \tag{5}$$
$$\varepsilon_{zz} = 1 - \frac{H_p^2}{\omega^2}, \quad \varepsilon_{xy} = -\varepsilon_{yx} = i\frac{H_p^2}{\omega(\omega^2 - \omega_H^2)}.$$

Остальные компоненты тензора равны нулю.n_e – это концентрация электронов в пучке.

При неограниченном увеличении напряженности магнитного поля $\boldsymbol{H}$ недиагональные компоненты тензора стремятся к нулю, ε_{xx} и ε_{yy} – к единице, третья диагональная компонента ε_{zz} остается неизменной (то есть тензор становится диагональным). Это означает, что электроны, входящие в состав плазмы, могут сдвигаться под влиянием переменного электрического поля (и проявлять свои плазменные свойства) только вдоль оси z, а не в произвольных направлениях. Чтобы учесть поступательное движение плазмы, циклическая частота ω заменяется выражением $(\omega - hV)$. В итоге мы получаем выражение для ε_{zz}:

$$\varepsilon_{zz} = 1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega - hV)^2}. \tag{6}$$

В нашем случае, когда концентрация n_e частиц в пучке будет стремиться к бесконечности, мы пренебрежем единицей в формуле для этой компоненты диэлектрической проницаемости (фактически заменив диэлектрическую проницаемость поляризуемостью, умноженной на 4π). После этого мы перейдем к использованию «поверхностной концентрации» n_{es} и «поверхностного плазменного параметра» ω_{ps} (родственного плазменной частоте, но имеющего другую размерность: ((см)$^{1/2}$)/сек). Тогда

$$a_{zz} = -\frac{2\omega_{ps}^2}{(\omega - hV)^2}, \qquad \omega_{ps}^2 = \frac{2\pi e^2 n_{es}}{m}. \tag{7}$$

Плоский электронный пучок над гребенчатой поверхностью

Пусть на рисунке 2 внизу вместо металла (идеального проводника) находится гребенчатая поверхность (причем $hD \ll 1$, D – период гребенчатой структуры, см., например, [2]). В этом случае граничное условие $E_z = 0$ при y=0 будет заменено следующим:

$$\frac{E_z|_{y=0}}{H_x|_{y=0}} = tg(kl)i. \qquad (8)$$

Величина l – глубина гребенки, а $k = \omega/c$. Именно такая система здесь считается упрощенной моделью лампы с бегущей волной (ЛБВ).

Сразу запишем получающееся дисперсионное уравнение, где a_{zz} уже выражено через поверхностный плазменный параметр:

$$(\omega - hV)^2 = \omega_{ps}^2 p\left(1 - exp(-2pd)\frac{1 + \frac{\omega}{cp}tg(\frac{\omega}{c}l)}{1 - \frac{\omega}{cp}tg(\frac{\omega}{c}l)}\right). \qquad (9)$$

Здесь

$$p = \sqrt{h^2 - \frac{\omega^2}{c^2}}. \qquad (10)$$

Разумеется, схожее выражение можно записать и с использованием поперечного волнового числаg (вместо p).

Графики действительной и мнимой части продольного волнового числа h могут быть построены посредством численных расчетов (например, в пакете символьной математики Wolfram Mathematica).

Представляет интерес сравнение приведенных в докладе результатов с результатами, следующими из традиционной теории ЛБВ (см., например, [3]). Но так как традиционная теория ЛБВ разработана для систем с ограниченной площадью поперечного сечения, для корректного сравнения желательно сначала решить с помощью использованного здесь метода конечную по площади задачу (например, задачу с цилиндрической симметрией). И провести сравнение уже для нее. Это должно стать предметом дальнейших исследований.

[1] Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория Волн. – М.: Наука, 1979. 384 с.
[2] Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. – М.: Радио и связь. 1988, 440 с.
[3] Гилмор-мл. А.С.Лампы с бегущей волной. – М.: Техносфера. 2013. 616 с.

ОПИСАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СВЕРХПРОВОДНИКОВ И МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПОСРЕДСТВОМ НЕЛИНЕЙНОСТИ 5-ГО ПОРЯДКА

А.Е. Китаев

АО "ННПО имени М. В. Фрунзе"

Введение

Уже давно были сформулированы феноменологические уравнения для описания сверхпроводящего состояния вещества. Важнейшие примеры - это теория Лондонов (30-е годы XX века) и теория Гинзбурга-Ландау, в которой используется стационарное уравнение Шредингера с нелинейностью третьей степени (1950 г.- см. [1]). Недостатком дифференциальных уравнений, которые рассмотрены в этих теориях, является то, что из них самих, без привлечения дополнительных термодинамических соотношений, никак не выводится тот факт, что достаточно сильные магнитные поля разрушают сверхпроводящее состояние. Здесь будет предложен вариант уравнений, в которые заложен эффект подавления сверхпроводимости.

Методика исследования

Итак, уравнение Гинзбурга-Ландау является дифференциальным уравнением с нелинейностью третьей степени. Область применимости теории Гинзбурга-Ландау ограничена близостью температуры системы к критической температуре [2]. Для того, чтобы описать более широкий диапазон температур (и магнитных полей), в докладе предлагается перейти к нелинейности более высокого порядка. Рассмотрим уравнение со смешанной нелинейностью третьего и пятого порядка (типа «cubic-quintic»). В него введено дополнительное слагаемое, которое учитывает тот факт, что система обладает магнитным моментом $\boldsymbol{M}$:

$$\frac{1}{2m}(-i\hbar - \frac{e}{c}\boldsymbol{A})^2 - (\boldsymbol{HM})\Psi + U\Psi - \alpha V|\Psi|^2 + \frac{b}{4}V|\Psi|^4\Psi = 0. \qquad (1)$$

Величины α и b в (1) – некоторые параметры, V – объем сверхпроводника, $\boldsymbol{A}$ - векторный потенциал магнитного поля, U – некоторый скалярный потенциал (мы будем считать его равным нулю). Заряд частицы e в данном уравнении – алгебраическая величина, которая может быть отрицательной (для электрона $e = -|e|$). $\boldsymbol{H}$ – напряженность «внешнего» магнитного поля, приложенного к системе (для простоты будем считать его однородным). Вспомним, что в магнитном поле классическая система с магнитным моментом стремится «перевернуться». Это дает повод заподозрить, что именно квантовый аналог такого «переворота» разрушает сверхпроводимость.

Запишем объемную плотность магнитного момента сверхпроводника (который считается идеальным диамагнетиком):

$$\boldsymbol{m} = -\frac{\boldsymbol{H}}{4}. \qquad (2)$$

Полный магнитный момент сверхпроводника можно выразить так:

$$\boldsymbol{M} = \boldsymbol{m}V = -\frac{\boldsymbol{H}}{4}V. \qquad (3)$$

Уравнение (1) в результате выглядит следующим образом:

$$\frac{1}{2m}(-i\hbar - \frac{e}{c}\boldsymbol{A})^2\Psi + \frac{\boldsymbol{H^2}}{4}V\Psi + U - \alpha V|\Psi|^2 + \frac{b}{4}V|\Psi|^4\Psi = 0. \quad (4)$$

Предположим, что первое слагаемое в уравнении (4) равно нулю. Почему? Довод, подтверждающий это предположение для системы с цилиндрической симметрией, мы приведем чуть позже.

Также предположим, что вектор $\boldsymbol{H}$ присутствие сверхпроводника не изменяет (позже мы вернемся к этому вопросу). В итоге для внутренней области мы получаем:

$$\frac{\boldsymbol{H^2}}{4}V\Psi - \alpha V|\Psi|^2 + \frac{b}{4}V|\Psi|^4\Psi = 0. \quad (5)$$

Сокращая в уравнении (5) величины V и ψ, мы придем к квадратному уравнению относительно квадрата модуля волновой функции (равного концентрации сверхпроводящих электронов). Решим его:

$$|\Psi|^2 = \frac{2}{b}(1 \pm \sqrt{1 - \frac{b}{\alpha^2}\frac{\boldsymbol{H^2}}{4\pi}}). \quad (6)$$

Теперь уточним значения параметров α и b. Предположим, что

$$\alpha = \frac{H_0^2(T_c^2 - T^2)^2}{\pi n_0(T_c^4 - T^4)}, \quad b = \frac{4H_0^2T_c^4(T_c^2 - T^2)^2}{\pi n_0^2(T_c^4 - T^4)^2}. \quad (7)$$

В этих соотношениях T – температура сверхпроводника, T_c – критическая температура (температура перехода в сверхпроводящее состояние), H_0 – критическое магнитное поле при нулевой температуре, n_0 – концентрация свободных электронов в материале сверхпроводника (всех свободных электронов, а не только сверхпроводящих).

Подставляя в выражение (6) значения b и α из (7), мы получим:

$$|\Psi|^2 = \frac{n_0}{2}(1 - \frac{T^4}{T_c^4})(1 \pm \sqrt{1 - \frac{T_c^4}{(T_c^2 - T^2)^2}\frac{\boldsymbol{H^2}}{H_0^2}}). \quad (8)$$

Квадрат модуля в формуле (8) должен быть действительным неотрицательным числом. Если

$$\boldsymbol{H^2} > \frac{(T_c^2 - T^2)^2H_0^2}{T_c^4}, \quad (9)$$

под знаком квадратного корня мы имеем отрицательное число, и квадрат модуля становится комплексным. Чтоб избежать этого противоречия, магнитное поле должно быть достаточно малым. Таким образом, мы приходим к выражению для критического (граничного) магнитного поля:

$$|\boldsymbol{H}| = \frac{(T_c^2 - T^2)H_0}{T_c^2}. \quad (10)$$

Это выражение совпадает с общеизвестным выражением для критического магнитного поля, зависящего от температуры [2].

В самом простом случае равенства магнитного поля нулю мы получаем выражение для концентрации сверхпроводящих электронов n (выбрав в формуле (8) знак «+»):

$$n = |\Psi|^2 = n_0(1 - \frac{T^4}{T_c^4}). \quad (11)$$

Это выражение совпадает с формулой для концентрации сверхпроводящих электронов, приведенной в [3] (ее можно получить, используя приближенное эмпирическое выражение для глубины проникновения магнитного поля в сверхпроводник со страницы 32 в книге [2]).

Перейдем к задаче о нахождении конкретного вида волновой функции в системе с цилиндрической симметрией (которая представляет собой трубку из сверхпроводящего вещества, где d_0-толщина стенки трубки, а r_0–радиус внутреннего отверстия). Здесь будет представлено только начало решения, но уже это позволит подтвердить сделанное в начале доклада предположение.

Нам будет удобно представить волновую функцию в следующем виде:

$$\Psi = a_0 exp\frac{iS}{\hbar}. \quad (12)$$

Если $div\boldsymbol{A}$=0, мы получим следующие уравнения для a_0, S и $\boldsymbol{A}$:

$$\begin{gathered} -a_0\frac{\partial S}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 a_0 + \frac{a_0}{2m}\left(\nabla S - \frac{e}{c}\boldsymbol{A}\right)^2 + \\ + \left(\frac{(rot\boldsymbol{A})^2}{4\pi\mu^2}V + U\right)a_0 - \alpha V a_0^3 + \frac{b}{4}V a_0^5, \end{gathered} \quad (13)$$

$$\frac{\partial a_0}{\partial t} = -\frac{1}{m}a_0\left(S - \frac{e}{c}\boldsymbol{A}\right) - \frac{a_0}{2m}\nabla^2 S,$$

$$\nabla^2\boldsymbol{A} = -\frac{4}{mc}e a_0^2\left(\nabla S - \frac{e}{c}\boldsymbol{A}\right).$$

Тут уместно отметить: в сверхпроводнике проницаемость μ нулевая. Но и $(rot\boldsymbol{A})^2$ в глубине сверхпроводника стремится к нулю. Фактически выше было сделано допущение: отношение $(rot\boldsymbol{A})^2$ и μ^2 равно квадрату напряженности внешнего поля ($\boldsymbol{H}^2$).

В центральной полости (в отверстии трубки) мы представим поле векторного потенциала в следующем виде:

$$A_\varphi = r\frac{H}{2}. \quad (14)$$

Такому векторному потенциалу соответствует однородное магнитное поле с напряженностью H (будем считать эту величину заданной).

В наружной области будем искать поле векторного потенциала в виде, отличающемся от (14):

$$A_\varphi = (r_0 + d_0)^2 \frac{H_2}{r}. \qquad (15)$$

Это поле является безвихревым (его ротор равен нулю). H_2 – неизвестный параметр (имеющий размерность напряженности магнитного поля).

И, наконец, поле векторного потенциала внутри стенки трубки можно представить в следующем виде:

$$A_\varphi = (r_0)^2 \frac{H_1}{r} + DK_1\left(\frac{r}{\lambda}\right) + CI_1\left(\frac{r}{\lambda}\right), \qquad \lambda^2 = \frac{mc^2}{4\pi e^2 n}. \qquad (16)$$

I_1 и K_1 в этом выражении – модифицированные функции Бесселя первого и второго рода. H_1, C и D – неизвестные числовые параметры. Для того, чтобы предполагаемое решение (16) удовлетворяло уравнению для $\boldsymbol{A}$ (третьему уравнению (13)), нужно, чтобы безвихревая часть этого решения (первое слагаемое) была скомпенсирована градиентом величины S:

$$\nabla S = \frac{e}{c}\boldsymbol{A}_{no-sol}. \qquad (17)$$

Здесь индекс «*no-sol*» означает «несоленоидальный» (или «безвихревой»).

Заключение

Дальнейшие выкладки с использованием граничных условий и с нахождением магнитного потока здесь не приводятся. Вернемся к обнулению первого слагаемого уравнения (4) в глубине сверхпроводника, которое было сделано в начале доклада. После только что описанной компенсации несоленоидальной части поля $\boldsymbol{A}$ градиентом S полевое уравнение (третье уравнение (13)) фактически превращается в уравнение Лондонов для соленоидальных слагаемых поля $\boldsymbol{A}$. И, как известно, эти соленоидальные слагаемые внутрь сверхпроводника не проникают. Разумно предположить, что функция a_0 в глубине образца будет стремиться к константе. Именно поэтому первое слагаемое в уравнении (4) можно считать в рассматриваемой цилиндрической системе нулевым (как и первые два слагаемых в правой части первого уравнения (13)). По-видимому, в произвольном образце сверхпроводника дела будут обстоять так же (этот вопрос, конечно же, требует более подробного обоснования и изучения).

[1] Ландау Л.Д. Собрание трудов. Т2 — М.: Наука, 1969. 130 с.
[2] Шмидт В.В. Введение в физику сверхпроводников — М.: Наука, 1982. 240 с.
[3] Осипов К.А., Варюхин А.Н., Захарченко В.С., Гелиев А.В. // Успехи прикладной физики. 2023. Т. 11, № 6. С. 473.

НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА И ПРОЦЕССЫ СИНХРОНИЗАЦИИ В СИСТЕМЕ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ АСТРОЦИТОВ

Л.П. Никифорова, С.Ю. Маковкин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Исследование механизмов генерации, синхронизации и распространения сигналов в нейрон-астроцитарных сетях является одной из актуальных задач современной вычислительной нейронауки. В настоящее время астроциты рассматриваются не только как вспомогательные клетки нервной ткани, но и как активные участники процессов обработки и передачи информации. Их активность проявляется через кальциевую динамику, которая может демонстрировать широкий спектр режимов — от стационарных состояний до сложных колебательных и хаотических процессов.

В работе исследуется модель кальциевой динамики астроцита Уллаха–Юнга [1], описываемая системой нелинейных дифференциальных уравнений. Основное внимание уделяется анализу бифуркационных механизмов возникновения автоколебаний и переходов между различными динамическими режимами [2, 3]. В качестве управляющего параметра рассматривается концентрация IP3*, для которой строятся бифуркационные диаграммы по максимумам и минимумам концентрации кальция. Проведён анализ устойчивых состояний, предельных циклов и областей бистабильности. На бифуркационной диаграмме можно наблюдать области существования устойчивых состояний и автоколебательных режимов, а также гистерезисные переходы при увеличении и уменьшении управляющего параметра (рис. 1).

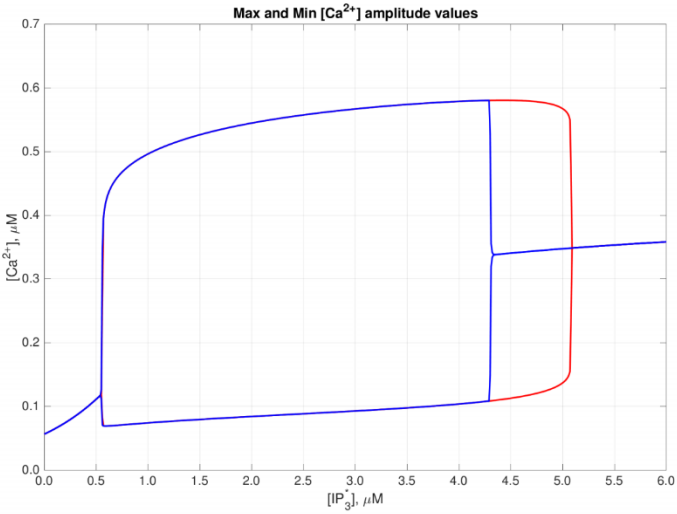


Рис. 1

Дополнительно исследуется отклик астроцита на внешнее периодическое импульсное воздействие [4]. Показано, что изменение периода стимуляции приводит к последовательной смене динамических режимов: от регулярных колебаний к сложным нерегулярным режимам. Для количественной идентификации хаотической динамики вычисляются показатели Ляпунова, позволяющие выделять области регулярного и хаотического поведения системы. Пример перехода от регулярной динамики к хаосу демонстрируется на зависимости максимальной концентрации кальция и старшего показателя Ляпунова от периода внешней стимуляции (рис. 2).

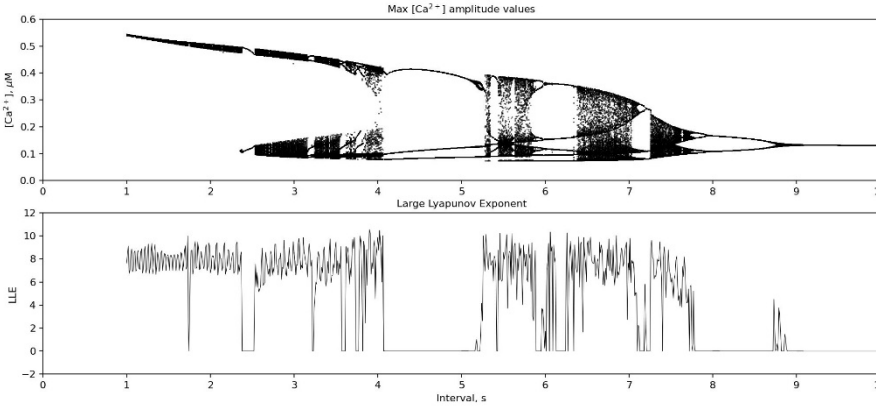


Рис. 2

Далее рассматриваются взаимодействия двух астроцитов, связанных диффузионным механизмом. Рассмотрены случаи как одинаковых, так и различных собственных частот астроцитов, задаваемых параметром v4. Для анализа синхронизации используются мгновенные частоты, разности фаз и среднеквадратичные отклонения фазового сдвига. Для пары идентичных астроцитов исследованы переходы между синфазным и противофазным режимами при изменении силы связи. Для астроцитов с различными собственными частотами построены параметрические диаграммы на плоскости «сила связи — расстройка частот», позволившие определить области частотной и фазовой синхронизации, а также режимы несогласованной динамики (рис. 3).

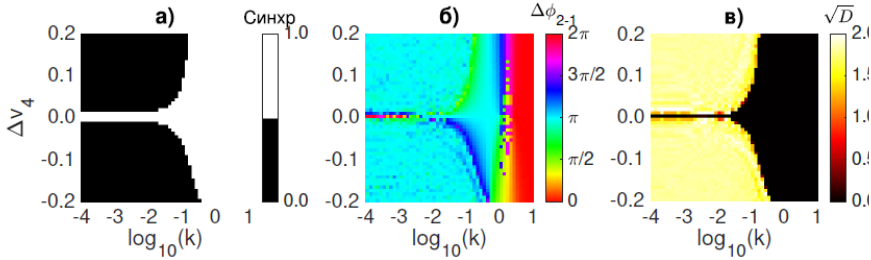


Рис. 3

Заключительный этап работы посвящён исследованию распространения возбуждения в нейрон-астроцитарной сети. Каждый астроцит взаимодействует с группой нейронов и способен изменять эффективность нейронных связей. Схема исследуемой сети представлена на рис. 4.

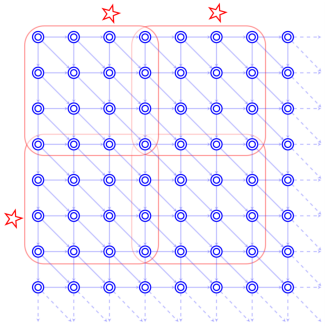


Рис. 4

Проведён анализ распространения импульсного сигнала по сети при различных значениях параметра астроцитарного воздействия. Показано, что астроцитарный слой способен как ускорять, так и замедлять передачу возбуждения, изменяя время прохождения сигнала через сеть. Соответствующие зависимости времени распространения сигнала от параметров астроцитарного влияния представлены на рис. 5. Полученные результаты демонстрируют существенную роль астроцитов в формировании коллективной динамики нейронных ансамблей и регуляции процессов передачи информации в сложных нейрон-астроцитарных системах.

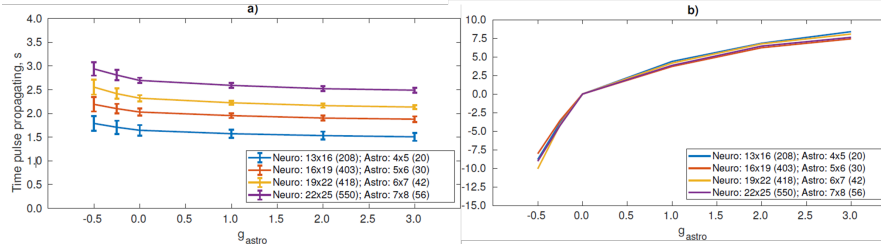


Рис. 5

Практическая значимость работы заключается в возможности использования полученных результатов для исследования механизмов кальциевой сигнализации, синхронизации и распространения возбуждения в нейрон-астроцитарных сетях, а также для анализа процессов, связанных с нарушением передачи информации и возникновением патологических режимов активности мозга.

[1] Ullah G., Jung P., Cornell-Bell A.H. // Cell Calcium. 2006. Vol. 39. P. 197.
[2] Makovkin S.Y., Shkerin I.V., Gordleeva S.Y., Ivanchenko M.V. // Chaos, Solitons Fractals. 2020. Vol. 138. P. 109951.
[3] Matrosov V.V., Kazantsev V.B. // Chaos. 2011. Vol. 21, no. 2. P. 023103.
[4] Гордлеева С.Ю., Матросов В.В., Казанцев В.Б. // Известия высших учебных заведений. Прикладная нелинейная динамика. 2012. Т. 20, №. 3. С. 29.

ИССЛЕДОВАНИЕ СЛОЖНОЙ СТОХАСТИЧЕСКОЙ ДИНАМИКИ ДЖОЗЕФСОНОВСКОГО КОНТАКТА

Е.А. Панкратова

ННГУ им. Н. И. Лобачевского
ИФМ РАН

Введение

Джозефсоновский контакт — это структура, состоящая из двух сверхпроводников, разделенных тонким слоем диэлектрика или в общем случае связанных через некоторую «слабую связь». Механизмы, лежащие в основе особенностей переноса заряженных частиц в такой структуре, имеют важное значение для современной электроники и находят в настоящее время большое количество применений, начиная от высокочувствительной магнитометрии и заканчивая реализацией кубитов.

Для описания динамики разности сверхпроводящих фаз на джозефсоновском переходе, в ряде случаев достаточно рассмотрения эквивалентной схемы, приведенной на рис. 1*а*, которая позволяет записать так называемую модель резистивно-шунтированного перехода (RCSJ) [1, 2].

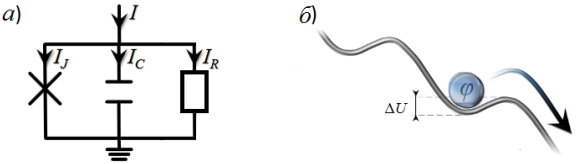


Рис. 1

В этом случае, на основе использования правила Кирхгофа для токов, учитывая, что $\frac{2eV}{\hbar} = d\varphi/dt$, можно записать следующее дифференциальное уравнение второго порядка:

$$\frac{\hbar C}{2e}\ddot{\varphi} + \frac{\hbar}{2eR}\dot{\varphi} + I_c \sin\varphi = I, \qquad (1)$$

которое, после преобразования коэффициентов, может быть записано в виде:

$$\left(\frac{\hbar}{2e}\right)^2 C\ddot{\varphi} + \left(\frac{\hbar}{2e}\right)^2 \frac{1}{R}\dot{\varphi} + E_c \sin\varphi = E_c \frac{I}{I_c}, \qquad (2)$$

где C и R – емкость и сопротивление контакта, соответственно, $E_c = \hbar I_c/2e$ — джозефсоновская энергия, I_c — критический ток, I - полный ток через контакт. Если ток I через переход лишь немного превышает I_c, то в основном он течет в виде сверхпроводящего тока I_s через джозефсоновский элемент на эквивалентной схеме (рис. 1*а*), в то время как нормальный ток мал. Наоборот, при $I \gg I_c$ почти весь ток течет через резистор и вольт-амперная характеристика на этом участке выходит на линейную характеристику перехода в нормальном состоянии.

Введение новых переменных

$$\tau = \frac{2eRI_c}{\hbar}t, \qquad \beta = \frac{2eR^2CI_c}{\hbar}, \qquad \tilde{\imath} = \frac{I}{I_c}\left(\frac{\hbar}{2eRI_c}\tau\right) \tag{3}$$

позволяет записать уравнение (1) в безразмерном виде:

$$\beta\ddot{\varphi} + \dot{\varphi} + sin\,\varphi = \tilde{\imath}(\tau). \tag{4}$$

Следует отметить, что в научной литературе [3] также широко используется другая безразмерная форма уравнения джозефсоновского контакта:

$$\ddot{\varphi} + \alpha\dot{\varphi} + sin\,\varphi = i(t'), \tag{5}$$

которую можно также записать в виде системы:

$$\begin{cases} \dot{\varphi} = v \\ \dot{v} = i(t') - \alpha v - sin\,\varphi \end{cases}. \tag{6}$$

Уравнения (5), (6) получаются из уравнения (2) при введении новых переменных:

$$t' = \sqrt{\frac{2eI_c}{\hbar C}}t, \; \alpha = \sqrt{\frac{\hbar}{2eR^2CI_c}}, \; i = \frac{I}{I_0}\left(\sqrt{\frac{\hbar C}{2eI_c}}t'\right). \tag{7}$$

В данной работе будет рассматриваться безразмерное уравнение вида (5), так как параметр α в этом случае имеет физический смысл затухания, что удобно для интерпретации результатов. При этом уравнение (5) описывает затухающее движение частицы в подобном стиральной доске наклонном потенциале $U = E_c[1 - i_{dc}\varphi - cos\varphi]$с потенциальными барьерами $\Delta U = 2E_c[\left(\left(\left((1-i)_{dc}\right)^2\right)\right)^{\frac{1}{2}} - i_{dc}cos^{-1}(i_{dc})]$, исчезающими при $i_s \geq 1$, как схематично показано на рис. 1б.

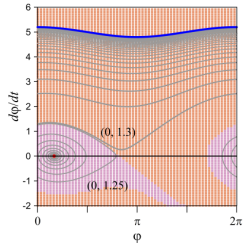


Рис. 2

В зависимости от значения параметра α выделяют:

- *передемпфированный переход* (*overdamped junction*), для которого сочетание низкой кинетической энергии и значительного демпфирования приводит к остановке частицы, которая остается в минимуме потенциала, так что φ перестает изменяться дальше. В этом случае возникает безгистерезисная вольт-амперная характеристика;

- *недодемпфированный переход* (*underdamped junction*), для которого низкое трение и высокая кинетическая энергия заставляют частицу продолжать движение вдоль локальных минимумов. Чтобы остановить частицу, наклон потенциала должен быть близок к нулю, что требует очень малого тока для восстановления состояния нулевого напряжения. В этом случае возникает гистерезисная вольт-амперная характеристика.

В данной работе будет рассмотрен второй случай. Рассмотрим параметр $\alpha = 0.1$.

Влияние на динамику системы различных внешних сигналов

В данной работе рассмотрены три типа внешних сигналов $i(t)$: постоянный ток i_{dc}, комбинация постоянного и синусоидального воздействий $i(t) = i_{dc} + i_{ac}sin\omega t$, а

также случай, когда $i(t) = i_{dc} + i_{ac}sin\omega t + \xi(t)$, где $\xi(t)$ - белый гауссов шум с нулевым средним и корреляционной функцией $< \xi(t)\xi(t+\tau) \geq D\delta(\tau)$.

На фазовой плоскости, рис. 2, приведены аттракторы системы (6) при $i_{dc} = 0.5$: синим цветом построен вращательный цикл, красным отмечена точка, соответствующая устойчивому состоянию равновесия $(\varphi, d\varphi/dt) = (\arcsin i_{dc}, 0)$. Кривые, выделенные серым цветом, соответствуют переходным процессам, численно полученным для двух начальных условий: $(\varphi, d\varphi/dt) = (0, 1.25)$ – что соответствует переходу к устойчивому фокусу системы; из точки $(\varphi, d\varphi/dt) = (0, 1.3)$ система переходит в колебательный режим поведения. Области разного цвета на плоскости соответствуют бассейнам притяжения сосуществующих аттракторов. При этом область притяжения устойчивого фокуса ограничена устойчивыми многообразиями равновесия седлового типа (на рисунке не показано), расположенного в точке $(\varphi, d\varphi/dt) = (\pi - \arcsin i_{dc}, 0)$.

Для внешнего сигнала $i(t) = i_{dc} + i_{ac}sin\omega t$ построим аналогичное разбиение фазовой плоскости на области притяжения сосуществующих аттракторов. Для наглядности, аттракторы неавтономной системы наложим на аттракторы, приведенные на рис. 2. Рассмотрим случай, когда $\omega = 0.8$, для параметра i_{ac} выберем три значения: 0.08, 0.11 и 0.17. Из рис. 3-5 следует, что увеличение i_{ac} приводит к существенным изменениям бассейна притяжения колебательного цикла: при $i_{ac} = 0.11$ можно выделить части, соответствующие переходам к различным сосуществующим колебательным циклам, а при $i_{ac} = 0.17$ область притяжения колебательного цикла значительно сокращается, приобретая сложную форму.

Построение бифуркационной кривой при изменении параметра i_{ac} позволяет получить интервал сосуществования двух колебательных циклов: $i_{ac} \in (0.09, 0.12)$.

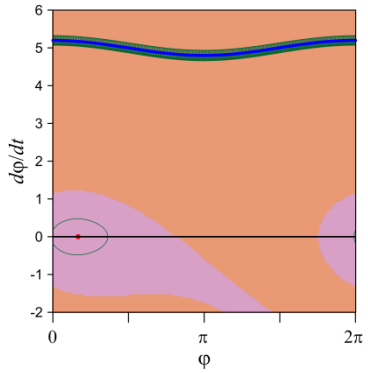


Рис. 3

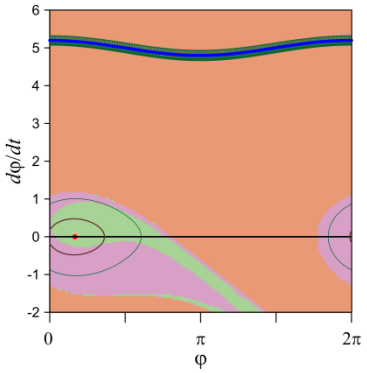


Рис. 4

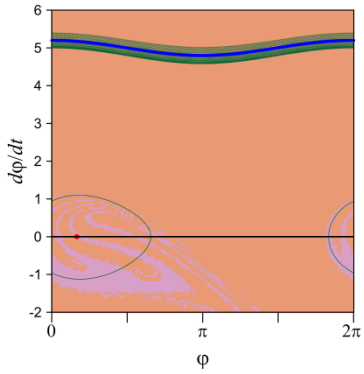


Рис. 5

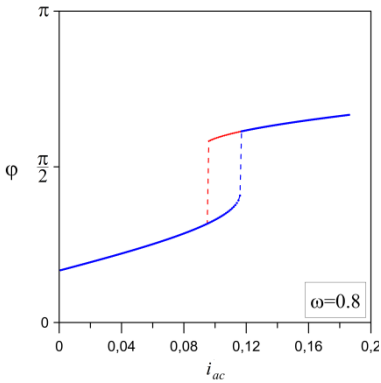


Рис. 6

Далее, для динамических режимов, наблюдаемых при i_{ac}=0.11 и $i_{ac} = 0.17$, было изучено влияние шума. На рис. 7 и 8 приведены примеры движения фазовой точки по фазовой плоскости из начальных условий $(\varphi, d\varphi/dt) = (\arcsin i_{dc}\,, 0)$ при одном и том же значении интенсивности шумового воздействия $D = 0.01$.

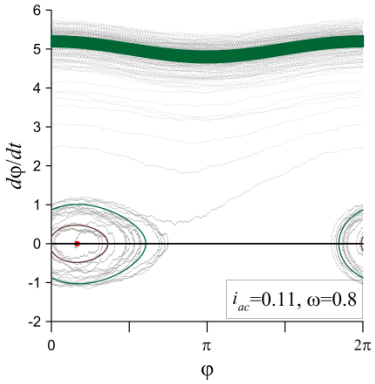


Рис. 7

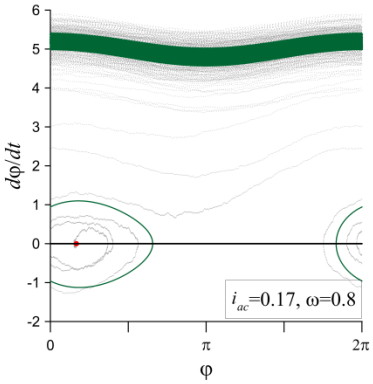


Рис. 8

Из сравнения рис. 7 и 8 следует, что время нахождения фазовой точки вблизи аттрактора, отвечающего за колебательный режим, существенно зависит от структуры его бассейна притяжения.

Выводы

В работе изучено влияние параметров внешних сигналов на динамическое поведение разности сверхпроводящих фаз на джозефсоновском переходе в рамках модели резистивно-шунтированного перехода. Исследовано влияние шума на величину одной из наиболее важных характеристик для джозефсоновского контакта – на время его переключения. Для анализа динамических режимов была написана программа на языке

C++, позволяющая проводить интегрирование системы (6) методом Рунге-Кутта четвертого порядка с выводом необходимых данных в файл для их дальнейшей обработки.

[1] Stewart C. Current-Voltage Characteristics oëf Josephson Junctions // Appl. Phys. Lett. 1968. Vol. 12. P. 277.
[2] McCumber D.E. Effect of ac Impedance on dc Voltage-Current Characteristics of Superconductor Weak-Link Junctions // J. Appl. Phys. 1968. Vol. 39. P. 3113.
[3] Fathi M.A. Salam S. Shankar Sastry. Dynamics of the Forced Josephson Junction Circuit: The Regions of Chaos // IEEE Transactions on Circuits and Systems. 1985. Vol. CAS-32, no. 8. P. 784.

ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ДЛЯ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ СИНХРОНИЗАЦИИ НЕЙРОН-АСТРОЦИТАРНОЙ СЕТИ ГИППОКАМПА

Д.Д. Попов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Синхронизация нейронной активности является одним из ключевых механизмов, определяющих согласованную работу нервных сетей. В традиционных математических моделях основное внимание уделяется взаимодействию между пресинаптическим и постсинаптическим нейронами, однако современные представления о трехчастном синапсе показывают, что астроциты также могут активно влиять на передачу сигнала. В связи с этим актуальной задачей является разработка программных средств, позволяющих исследовать влияние кальциевой динамики астроцита на режимы синхронизации связанных нейронов гиппокампа.

Исследование механизмов согласования активности нейронов является одной из важных задач вычислительной нейронауки. В классических моделях синаптическое взаимодействие часто рассматривается как связь только между пресинаптическим и постсинаптическим нейронами. Однако экспериментальные и теоретические работы показывают, что астроциты способны активно участвовать в передаче сигнала, регулируя концентрации нейромедиаторов, ионов и внутриклеточных посредников. Поэтому трехчастный синапс целесообразно рассматривать как единую функциональную систему, в которой нейронная и глиальная подсистемы взаимно влияют друг на друга.

В разрабатываемой модели астроцит связывает динамику двух нейронов через кальциевый механизм. Рост концентрации Ca в астроците интерпретируется как сигнал, запускающий модуляцию синаптической силы. Если кальциевый уровень превышает заданный порог, эффективная связь между нейронами усиливается на ограниченном временном интервале. В результате даже при наличии частотной расстройки осцилляторов может возникать режим временной противофазной синхронизации.

Программная реализация ориентирована на проведение серий вычислительных экспериментов. Пользователь задает параметры собственных частот нейронов, силу базовой синаптической связи, величину астроцитарного воздействия и режим численного интегрирования. В модуль включены метод Эйлера, классический метод Рунге-Кутты 4-го порядка, метод Рунге-Кутты-Фельберга 4-5-го порядков с адаптивным шагом и метод Гира для жестких систем. Такой набор алгоритмов позволяет сравнивать устойчивость и точность расчетов при разных режимах динамики.

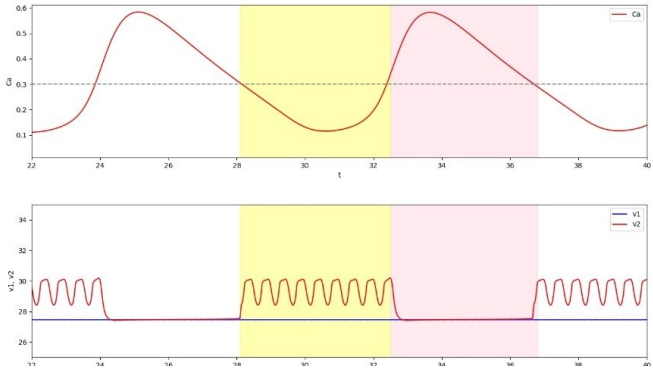


Рис. 1

На рис. 1 показан характерный результат моделирования временной динамики кальция астроцита и мембранных потенциалов нейронов. Верхняя кривая отражает изменение концентрации кальция в астроците, а нижняя - динамику мембранных потенциалов двух нейронов. Выделенные интервалы соответствуют участкам, на которых кальциевый сигнал достигает уровня, достаточного для изменения синаптической связи. В эти промежутки колебания нейронов становятся более согласованными, причем синхронизация имеет временный характер и исчезает после ослабления астроцитарного влияния.

Для количественного анализа использовалась оценка относительного времени синхронизации. Она показывает, какую долю наблюдаемого интервала нейроны находятся в согласованном противофазном режиме. Этот показатель удобен для построения карт параметров, поскольку позволяет перейти от отдельных временных реализаций к общей картине областей синхронного и несинхронного поведения.

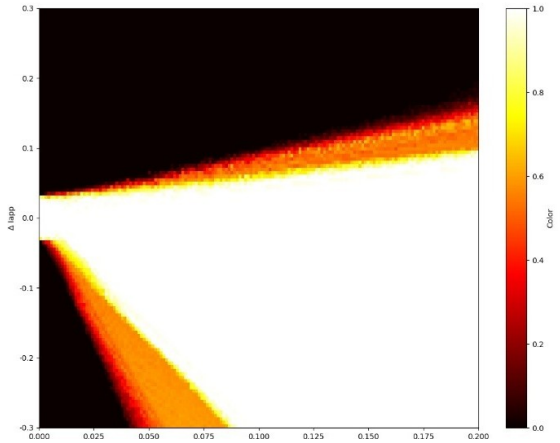


Рис. 2

Результаты параметрического сканирования показывают, что астроцитарная модуляция расширяет область согласованных колебаний. На рис. 2 представлена карта относительного времени синхронизации при изменении силы связи и частотной расстройки: светлые области соответствуют большему относительному времени синхронизации, а темные - режимам, в которых устойчивое согласование практически не возникает. При увеличении силы синаптической связи полоса синхронизации становится шире, поэтому система сохраняет способность к временному согласованию даже при большей расстройке собственных частот нейронов.

Полученные результаты согласуются с представлением о том, что астроциты могут выступать не только пассивной поддерживающей средой, но и активным регулятором коллективной нейронной динамики. В минимальной сети это проявляется в переключении между несогласованным режимом и режимом временной противофазной синхронизации. Подобный механизм был ранее рассмотрен для малых нейрон-астроцитарных ансамблей [5], однако программная реализация позволяет более гибко варьировать параметры и исследовать влияние выбранного численного метода.

Практическая значимость программного комплекса заключается в том, что он объединяет модельные уравнения, численные методы и средства визуализации в единой среде. Это упрощает анализ сложной нелинейной системы, позволяет воспроизводить вычислительные эксперименты и сравнивать различные сценарии астроцитарной регуляции. Кроме того, наличие нескольких интеграторов важно для контроля корректности расчетов, так как нейрон-астроцитарная модель может содержать участки с быстрыми спайками и медленными кальциевыми процессами.

В дальнейшем программный модуль может быть расширен за счет добавления сетей большего размера, более детального описания глиотрансмиттерной обратной связи и автоматизированного подбора параметров. Такие дополнения позволят перейти от анализа минимального ансамбля к исследованию более реалистичных фрагментов гиппокампальной сети. На данном этапе разработка демонстрирует, что даже простая нейрон-астроцитарная конфигурация способна формировать сложные режимы синхронизации, зависящие от кальциевой динамики, силы связи и частотной расстройки.

Отдельное внимание при использовании комплекса уделяется сопоставлению результатов, полученных разными численными методами. Для фиксированного набора параметров можно сравнивать форму спайковых последовательностей, моменты появления кальциевых импульсов и значения относительного времени синхронизации. Если результаты устойчиво воспроизводятся при уменьшении шага интегрирования или при переходе к адаптивному методу, это повышает доверие к найденному режиму. Такая проверка особенно важна при анализе границ области синхронизации, где небольшое изменение параметров может приводить к резкому переходу между согласованной и несогласованной динамикой.

Таким образом, предложенное программное обеспечение может использоваться как инструмент для исследовательских и учебных задач, связанных с моделированием нейроглиального взаимодействия. Оно позволяет наглядно проследить, как медленная кальциевая динамика астроцита влияет на быстрые электрические колебания нейронов, и демонстрирует роль астроцитарной обратной связи в формировании коллективных режимов. Полученные вычислительные результаты могут служить основой для

дальнейшего усложнения модели и перехода к анализу сетей с большим числом нейронов и астроцитов.

[1] Ullah G., Jung P., Cornell-Bell A.H. // Cell Calcium. 2006. Vol. 39, no. 3. P. 197.
[2] Hodgkin A.L., Huxley A.F. // The Journal of Physiology. 1952. Vol. 117, no. 4. P. 500.
[3] Mainen Z.F., Joerges J., Huguenard J.R., Sejnowski T.J. // Neuron. 1995. Vol. 15, no. 6. P. 1427.
[4] Mainen Z.F., Sejnowski T.J. // Nature. 1996. Vol. 382, no. 6589. P. 363.
[5] Makovkin S.Y., Shkerin I.V., Gordleeva S.Y., Ivanchenko M.V. // Chaos, Solitons and Fractals. 2020. Vol. 138. P. 109951.

РАЗРАБОТКА МОДЕЛИ УПРАВЛЕНИЯ ГЕТЕРОГЕННЫМ ОТРЯДОМ В КЛЕТОЧНОМ ИГРОВОМ СИМУЛЯТОРЕ

К.Д. Сачков, И.Д. Ларюшин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Боевые симуляторы в настоящее время стали неотъемлемым инструментом исследований в области искусственного интеллекта и теории управления. Всё многообразие боевых симуляторов можно условно разделить на три категории: клеточные (например, microRTS [1]), непрерывные (StarCraft [2, 3]) и физически-реалистичные (AirSim). Ключевое различие между ними в объёме пространства состояний и в стоимости одной симуляции. Клеточные симуляторы благодаря своей простоте позволяют выполнять около сотни симуляций в секунду на обычном персональном компьютере. Это принципиально важно, поскольку решение задач оптимизации и оптимального управления почти всегда сопряжено с перебором, и более простые симуляторы дают возможность применять ресурсоёмкие методы. Одним из наиболее известных бенчмарков в этой области является SMAC (StarCraft Multi-Agent Challenge) – набор задач для кооперативного многоагентного обучения, предложенный в работе [2]. Впоследствии были предложены расширения, в частности SMACv2, в котором сценарии генерируются процедурно, что требует от агентов обобщения на ранее не встречавшиеся ситуации [3].

В данной работе мы исследуем возможности создания моделей управления неоднородным отрядом с использованием больших языковых моделей (LLM) [4, 5] в собственном оригинальный симуляторе, созданном по основным принципам популярных симуляторов-предшественников, однако имеющим ряд принципиальных отличий. В оригинальной постановке SMAC вражеские юниты следуют детерминированным скриптам, т.е. фиксирование управления фиксирует всю динамику. В нашей же среде все красные юниты действуют по стохастизированной автоматической политике: каждый движется к ближайшему врагу и атакует лучшую цель в радиусе, но если направление на врага диагональное, выбор шага (вертикаль или горизонталь) осуществляется случайным образом. Также в отличие от SMAC в нашем симуляторе начальные положения юнитов обеих сторон случайны в пределах заданных областей. Как показывают исследования в области многоагентного обучения, стохастическая рандомизация начальных состояний способствует выработке обобщённого знания и повышает робастность переноса из детерминированных сред в стохастизированные [6].

Стоит отдельно остановиться на вопросе чистоты эксперимента при тестировании LLM. Широко известно, что многие популярные бенчмарки (в том числе SMAC и его варианты) имеют открытые репозитории с эталонными реализациями, и большие языковые модели вполне могли встречать код этих сред и готовые политики в своих обучающих выборках [7]. Это создаёт риск неявного «запоминания» решений и ставит под сомнение способность LLM к генерации новых, не встречавшихся ранее стратегий. В нашей работе этот недостаток устраняется благодаря полностью самописному клеточному симулятору, разработанному специально для данной задачи, его исходный код не является публично доступным в широких корпусах текстов, использованных для обучения LLM.

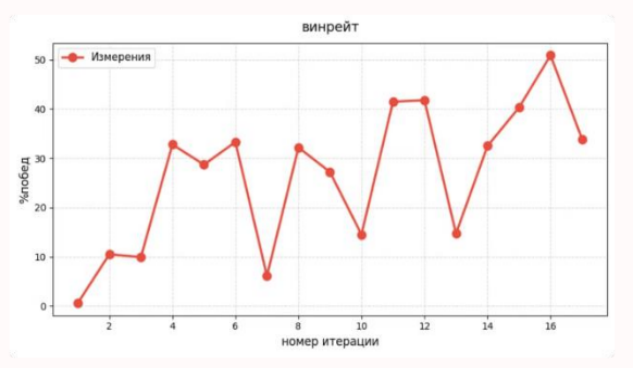


Рис. 1

Сценарий проведенного эксперимента предполагает численное превосходство противника: управляемая армия синих состоит из трёх юнитов ближнего боя и одного юнита с увеличенной дальностью атаки. Армия противников — красных — действующая согласно описанной выше стохастической политике, включает четыре юнита ближнего боя и один дальний. Параметры юнитов в двух армиях одинаковые, ближние имеют повышенный запас здоровья и скорость перемещения, дальние повышенный урон за фрейм и дальность атаки. Каждый бой имеет ограничение на максимальное число фреймов, после которого победа определяется знаком гамильтониана выжившей армии [8-10]. В рамках эксперимента был организован итеративный процесс генерации управляющей политики с использованием LLM (было протестировано несколько бесплатных сервисов, наилучшие результаты получились при использовании Grok).

На первой итерации модели передавался полный исходный код симулятора и текстовое описание задачи. Важной методологической особенностью являлось наложенное ограничение: в промпт запрещалось включать какой-либо исполняемый код, помимо кода самого симулятора. Иными словами, все инструкции по модификации политики должны были формулироваться исключительно на естественном языке. Именно с этим ограничением связаны многочисленные провалы на графике винрейта: стремление LLM имплементировать новые, на первый взгляд перспективные, тактические идеи зачастую приводило к разрушению уже сложившейся, пусть и несовершенной, логики управления. На рис. 1 показана динамика усреднённого винрейта. На каждой итерации модели предъявлялись конкретные замечания, сформулированные по результатам визуального анализа траекторий симуляции (например, отставание лучника от группы, избыточный разброс юнитов, неэффективное выманивание противника из выгодной позиции и т.д.). На основе этих замечаний LLM генерировала обновлённую версию функции управления. После каждой модификации проводилась серия из не менее чем 100 симуляций, а также выполнялся детальный разбор эпизодов с максимальной и минимальной достигнутой эффективностью.

Наиболее значимые приросты наблюдались на ранних итерациях (1–4), где были усилены агрессивность поведения и приоритизация целей, а также на поздних итерациях (13–16), в ходе которых были внедрены механизмы групповой сплочённости, тактика «приманки» и условный фокус огня на вражеском лучнике. Период между этими зонами роста характеризовался переменчивыми скачками эффективности, причём на 14-й итерации был выполнен откат к версии, соответствующей итерации 6, из-за деградации ранее достигнутого уровня.

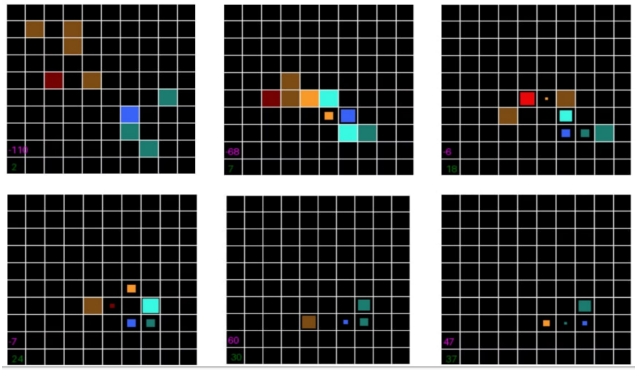


Рис. 2

На рис. 2 показан пример динамики сражения, проводимого моделью управления из итерации 16.

Проведённое исследование показало, что итеративное взаимодействие с LLM (на примере модели Grok) является эффективным инструментом разработки и последовательного улучшения алгоритмов управления в клеточном боевом симуляторе. Установлено, что степень детализации и конкретности формулировок в промпте напрямую влияет на качество генерируемых политик: чётко заданные ограничения, целевые функции и описание желаемого поведения существенно повышают релевантность ответов. Показана также критическая роль пошагового режима улучшения с возможностью отката к предыдущим версиям — такой подход позволяет сохранять работоспособные решения и избегать деградации эффективности при внедрении новых тактических элементов.

К наиболее перспективным направлениям развития данной работы можно отнести: применение методов многоагентного обучения с подкреплением (MARL) для тонкой настройки стратегий, полученных с помощью LLM; разработку сложных сценариев, включающих большее разнообразие типов юнитов, динамические препятствия и несимметричные карты; тестирование выработанных политик в других клеточных и непрерывных симуляторах для оценки переносимости; создание специализированной

языковой модели, оптимизированной для задач тактического управления в подобных средах.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (грант № 25-21-20077).

[1] Ontañón S. et. al. // AI Magazine. 2018. Vol. 39. P. 75
[2] Samvelyan M. et. al. // 18th International Conference on Autonomous Agents and Multi-Agent Systems. 2019. P. 2186.
[3] Ellis B. // Advances in Neural Information Processing Systems. 2023. Vol. 36. P. 37567.
[4] Kuang Z. et al. // Proc. ICML. 2025. 2025.
[5] Chen Ji.W. et al. // NPJ Robotics. 2026. Vol. 4. P. 5.
[6] Kim D., Bae J. // Journal of the Korea Institute of Military Science and Technology. 2024. Vol. 27. P. 474.
[7] Balloccu S. et. al. // Proceedings of the 18th Conference of the European Chapter of the Association for Computational Linguistics. 2024. P. 67.
[8] Ларюшин И.Д. // Труды 18-й международной конференции “Управление развитием крупномасштабных систем”. – Москва, 2025. С. 1.
[9] Ларюшин И.Д., Колточенко Я.А. // Автоматика и телемеханика. 2024. Т. 10. С. 144.
[10] Laryshin I.D. // IEEE Transactions on Games. 2023. Vol. 15. P. 148.

ДИСЛОКАЦИННО-ДИСКЛИНАЦИОННЫЙ МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ ЯЧЕИСТОЙ СТРУКТУРЫ В МЕТАЛЛАХ

Г.Ф. Сарафанов

ИПФ РАН

В настоящей работе рассматриваются процессы самоорганизации дислокаций, лежащие в основе образования ячеистой структуры и обусловленные корреляционной неустойчивостью в дислокационном ансамбле. Проводится исследование и анализ нелинейной модели формирования ячеистых структур в моно- и поликристаллах, для которых субзеренная структура развивается из ячеистой.

Эволюционные уравнения динамики дислокаций с учетом их локального, упругого и корреляционного взаимодействия имеют вид [1]:

$$\frac{\partial \rho_a}{\partial t} + \mathrm{div}(\mathbf{J}_a + \mathbf{J}_a^{corr}) = F_a(\rho_a), \tag{1}$$

$$\mathbf{J}_a(\mathbf{r}) = \rho_a(\mathbf{r})\mathbf{V}_a - M\rho_a(\mathbf{r}) \sum_c \int \rho_c(\mathbf{r}')\nabla W_{ac}(\mathbf{r}' - \mathbf{r})d\mathbf{r}', \tag{2}$$

$$\mathbf{J}_a^{corr}(\mathbf{r}) = -M\rho_a(\mathbf{r}) \textstyle\sum_c \int \rho_c(\mathbf{r}')\, G(\mathbf{r}' - \mathbf{r})d\mathbf{r}'. \tag{3}$$

Здесь $\mathbf{V}_a$ – постоянная составляющая скорости дислокаций, обусловленная напряжением течения σ_e в плоскости скольжения; M – подвижность дислокаций в плоскостях скольжения; $a = \pm$ – индекс, определяющий направление вектора Бюргерса в системе скольжения; $G(\mathbf{r}) = g_{ac}(\mathbf{r})\nabla W_{ac}(\mathbf{r})$ - функция Грина, где $g_{ac}(\mathbf{r})$ – двухчастичная корреляционная функция, $W_{ac}(\mathbf{r})$ – энергия упругого взаимодействия дислокаций; $F_a(\rho_a)$ – нелинейная функция, определяемая локальной кинетикой дислокаций.

Исследование системы уравнений (1)-(3) проводится для суммарной $\rho = \rho_+ + \rho_-$ и избыточной $I = \rho_+ - \rho_-$ плотности дислокаций. Откуда следует, что критерием неустойчивости однородного состояния ($\rho = \rho_0, I = 0$) является выполнение условия

$$\rho > \rho_c = \frac{8\pi e(1-\nu)^2}{b^2}\left(\frac{\sigma_e}{G}\right)^2. \tag{4}$$

Нелинейные решения системы уравнений (1)–(3) можно получить стандартным методом [2] в модовом представлении, в результате получаем решение для суммарной

$$\rho(\mathbf{r}) = \rho_0 + 2\rho_0 \textstyle\sum_{n=1}^{N}[\, A_n \cos(\mathbf{k}_n\mathbf{r} + \phi_n) + C_n \cos 2(\mathbf{k}_n\mathbf{r} + \phi_n)] \tag{5}$$

и избыточной плотности дислокаций

$$I(\mathbf{r}) = I_c \textstyle\sum_{n=1}^{N}[\, A_n \sin(\mathbf{k}_n\mathbf{r} + \phi_n) + C_n \sin 2(\mathbf{k}_n\mathbf{r} + \phi_n)], \tag{6}$$

где N — число равноправных систем скольжения при деформировании кристалла (в одной плоскости), $A_n \propto \sqrt{\rho - \rho_c}$ — амплитуда основной неустойчивой моды (параметра порядка), $C_n \sim A_n^2$ — амплитуды малых затухающих мод, $I_c \approx 2\rho_0$.

Согласно решениям (5), (6) простейший тип неоднородной дислокационной структуры — ромбический. Диссипативная структура сформирована дислокациями, перемещающихся в двух системах скольжения ($N = 2$), ориентированных относительно горизонтальной оси на $\pi/3$ и состоит, по сути, из двух вложенных друг в друга с некоторым

смещением структур суммарной ρ(рис. 1, а) и избыточной I плотности дислокаций (рис. 1, б).

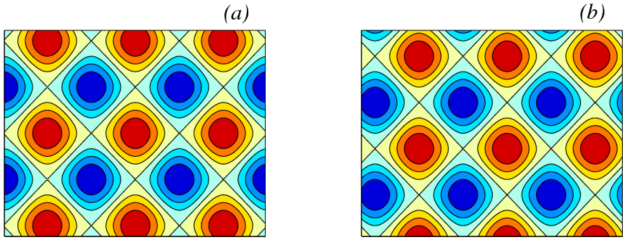


Рис. 1

В этих структурах дислокации в областях повышенной плотности на определённой стадии эволюции образуют равновесные образования: в структуре с избыточной плотностью — субграницы (сохраняющиеся после разгрузки), в структуре с суммарной — дипольные конфигурации дислокаций, которые с ростом деформации аннигилируют из-за переползания.

В случае (a) амплитуда дислокационной структуры $A_n \propto \sqrt{\rho - \rho_c}$ мала и решение близко к синусоидальной форме. Это связано с тем, что в интервал нарастающих гармоник попадает лишь одна мода, а другие затухающие гармоники с амплитудой достаточно малы.

По мере удаления от точки бифуркации затухающие моды перестают быть малыми, и в их спектр попадает всё больше число гармоник. Это приводит к искажению синусоидального профиля и возникновению контрастной структуры.

Рассмотренная выше ячеистая структура является чисто динамическим образованием, т.е. при снятии нагрузки с должно релаксировать к однородному распределению. То, что этого не происходит в реальности, связано со следующим обстоятельством. Как было показано в предыдущем разделе, диссипативная ячеистая структура состоит, по сути, из двух вложенных друг в друга с некоторым смещением структур суммарной ρ и избыточной I плотности дислокаций. В этих структурах дислокации в областях повышенной плотности на определённой стадии эволюции образуют равновесные образования: в структуре с избыточной плотностью — субграницы (сохраняющиеся после разгрузки), в структуре с суммарной — дипольные и мультипольные конфигурации дислокаций, которые с ростом деформации должны аннигилировать из-за переползания (т.е эта структура должна постепенно исчезать). Поэтому в дальнейшем нас будет интересовать структура с избыточной плотностью дислокаций.

Исследуем численно ромбическую систему на основе системы уравнений (1)-(3), корреляционный поток выбран в приближении Кана – Хильярда, известного в теории расслоения фаз для систем типа «порядок-беспорядок». Учтем также симметрию задачи аналогично предыдущему разделу для получения ромбической системы для избыточной плотности дислокаций. Результат показан на рис. 2, где изображена динамическая ячеистая структура $I(\mathbf{r})$, узлах которой формируются динамические частичные стыковые дисклинации мощности Ω, вследствие формирования в распределенных стенках ячеек избыточного вектора Бюргерса противоположного знака.

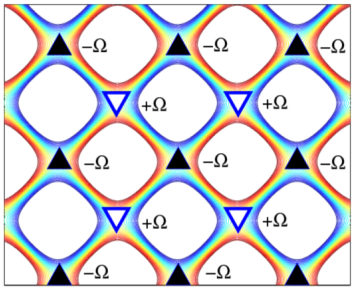


Рис. 2

По мере деформирования кристалла и возникновения субграниц в ячеистой структуре возникает дополнительный сток на границах. Это, во-первых, увеличивает разориентировку субграниц, а, во-вторых, уменьшается суммарная плотность подвижных дислокаций ρ, что приводит со временем к нарушению критерия возникновения динамической диссипативной дислокационной структуры ($\rho < \rho_c$). В итоге, диссипативная ячеистая структура разрушается: дипольные конфигурации дислокаций за счет переползания в местах повышенной суммарной плотности дислокаций аннигилируют, и остается только ее «скелет» — ячеистая структура, состоящая из субграниц и частичных стыковых дисклинаций в узлах данной структуры. При этом однородный поток дислокаций продолжает стекать на субграницах, превращая ячеистую структуру в субзеренную.

Каждая такая распределенная стенка избыточной плотности дислокаций, сформированная в определенной системе скольжения, имеет разориентировку равную мощности соответствующего дисклинационного диполя причем в потоке дислокаций. Если рассмотреть поле напряжений дисклинационного диполя с плечом равного размеру ячейки, то нетрудно показать [2], что дислокации определенного знака будут скапливаться в стенке, формируя при ненулевом переползании отчетливую устойчивую равновесную субграницу, которая в свою очередь будет формировать равновесные чатичные стыковые дисклинации противоположного знака, т.е. дисклинацонный диполь.

Следует заметить, что по мере деформирования кристалла и возникновния субграниц в ячеистой структуре возникает дополнительный сток на границах. Это, во-первых, увеличивает разориентировку субграниц, а, во-вторых, уменьшается суммарная плотность подвижных дислокаций, что приводит со временем к нарушению критерия возникновения динамической диссипативной дислокационной структуры. В итоге диссипативная ячеистая структура разрушается: дипольные конфигурации в местах повышенной суммарной плотности дислокаций аннигилируют, и остается только ее "скелет" — ячеистая структура, состоящая их субграниц и частичных стыковых дисклинаций в узлах данной структуры. При этом однородный поток дислокаций продолжает стекать на субганицах, превращая ячеистую структуру в субзеренную.

Итак, с нашей точки зрения, в монокристаллах и в относительно крупных кристаллитах (когда размер ячеек существенно меньше размера зерен) процесс фрагментации протекает по следующему сценарию. Сначала формируется динамическая ячеистая дислокационная структура, которая характеризуется суммарной и избыточной

плотностью. По мере увеличения деформации в границах ячеистой структуры с избыточной плотностью возникают метастабильные дефекты дисклинационного типа, которые являются зародышами малоугловых границ с дальнейшей эволюцией в субграницы и фрагменты межзеренного типа.

В работе была рассмотрена структура с идеальной симметрией, что в реальности обычно не имеет место. Если, например, допустить в рассмотренной геометрии двух систем скольжения некоторое различие в каждой из них (скорости, плотности дислокаций), то сформированная диссипативная ячеистая структура будет уже несимметричной и напоминать скорее ламельную структуру. Данное обстоятельство также подтверждается экспериментальными исследованиями. Все это приводит к геометрическому разнообразию ячеистых структур.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 25-29-20300)

[1] Сарафанов Г.Ф. // Изв. вузов. Радиофизика. 2025. LXVIII, 11. С.939.
[2] Haken H. Synergetics. – Berlin: Springer-Verlag, 1978, 544 p.

ДЕТЕКТИРОВАНИЕ СОННЫХ ВЕРЕТЕН С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ АЛГОРИТМОВ ГЛУБОКОГО ОБУЧЕНИЯ С ДОБАВЛЕНИЕМ ГИПЕРГРАФОВЫХ ПРИЗНАКОВ

А.П. Смышляев[1)], Н.В. Громов[1)], А.А. Шарков[1, 2, 3)], А.Д. Гребенюкова[1, 3, 4)], А.В. Лебедева[1, 5)], Л.А. Смирнов[1)], Т.А. Леванова[1)], А.Н. Писарчик[6)]

[1)] ННГУ им. Н.И .Лобачевского
[2)] НИКИ педиатрии детской хирургии им. ак. Ю.Е. Вельтищева
[3)]МГЦ Геномед
[4)] ФГБУ «ФЦМН» ФМБА России
[5)] ФГБОУ ВО "ПИМУ" Минздрава России
[6)] Политехнический Университет Мадрида

В данной работе рассмотрено применение алгоритмов искусственного интеллекта для обнаружения сонных веретен в записях электроэнцефалографии (ЭЭГ) с использованием гиперграфов, что позволило учесть сложные коллективные паттерны физиологических процессов. Исследование проводилось на наборе данных Montreal Archive of Sleep Studies (MASS).

Материалы и методы.

В качестве набора данных использовалось 15 восьмичасовых записей из набора данных MASS [4]. Каждая запись включает 19 биполярных отведений ЭЭГ, записанные с частотой дискретизации 256 Гц. Классификатор для анализа записей написан на базе архитектуры глубокого обучения U-Net.

Предобработка данных

С целью минимизации шума и выделения участков сонных веретен была выполнена предобработка, описанная в [1], включающая полосовую фильтрацию в диапазоне 10–16 Гц и последующую нормализацию амплитуд.

Анализ данных

Процедура анализа для каждой записи состояла из нескольких этапов.

1. *Извлечение гиперграфовых признаков***:** выполняется путем построения графа кросс-корреляций ЭЭГ-каналов с последующим выделением групповых взаимодействий в виде гиперребер. На основе полученной структуры для каждого отведения рассчитываются три коэффициента центральности высокого порядка, формирующие итоговый вектор признаков временного окна, характеризующий топологические свойства корреляции каналов.

2. *Формирование набора данных:* для анализа динамики ЭЭГ-сигнал был сегментирован методом скользящего окна. Длина окна составляла 4000 временных отсчетов с нулевым перекрытием. Каждый участок характеризовался соответствующими ему частями сигнала, меток и гиперграфовых признаков. Этот набор данных послужил основой для последующего обучения и валидации глубокой модели на базе архитектуры U-Net.

Обучение классификатора

Для агрегации гиперграфовых признаков с результатом работы энкодера U-Net в базовую архитектуру был добавлен модуль, использующий операции одномерной свертки и пулинга для приведения размерностей признаков и их дальнейшей конкатенации.

Результаты

Качество работы классификатора оценивалось методом кросс-валидации на уровне пациентов. Для формирования итоговой разметки к предсказанным бинарным маскам применялся алгоритм пост-процессинга: слияние близко расположенных паттернов и фильтрация коротких событий. Было получено значение событийной F1 метрики равное 0.73.

Исследование поддержано Минобрнауки России, Госзадание FSWR-2024-0005.

[1] Gromov N.V., Lebedeva A.V., Sharkov A.A. et al. Automated Sleep Spindle Analysis in Epilepsy EEG Using Deep Learning // Preprints. 2025. P. 2025092116.
[2] Gao X., Zhu Y., Yang Y., et al. A seizure detection method based on hypergraph features and machine learning // Biomedical Signal Processing and Control. 2022. Vol. 77. P. 103769.
[3] O'Reilly C., Gosselin N., Carrier J. et al. Montreal Archive of Sleep Studies: an open-access resource for instrument benchmarking and exploratory research // Journal of Sleep Research. 2014. Vol. 23, no. 6. P. 628.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТРЕХМЕРНОГО ДВИЖЕНИЯ СФЕРИЧЕСКОГО РОБОТА С ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ПРИВОДОМ

А.М. Тузиков[1, 2], Д.В. Баландин[1, 2]

[1] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2] Научно-технологический университет «Сириус»

Введение

В последние два десятилетия мобильные роботы сферической формы привлекают растущее внимание исследовательского сообщества. Концепция шарообразного робота была первоначально предложена “НАСА” как лёгкая и прочная альтернатива традиционным колёсным платформам для исследования поверхности планет [1]. Устойчивый интерес обусловлен рядом благоприятных свойств, отличающих сферических роботов (СР) от других классов мобильных платформ, совокупность этих особенностей делают СР привлекательными для миссий, варьирующихся от подводных исследований и внеземной разведки до инспекции инфраструктуры в туннелях, трубах и на загрязнённых промышленных объектах.

В данном исследовании рассматривается сферический робот с принципиально новым для такого рода роботов электромагнитным приводом (СРсЭП), состоящий из двух сферических оболочек: внешней с радиусом R_{out} и внутренней с радиусом r_{in} ($R_{out} > r_{in}$). На внутренней сфере расположены S электромагнитов (ЭМ), а на внешней – M постоянных неодимовых магнитов (ПМ), конструктивно такой вид привода напоминает сферический мотор [2]. Движение робота осуществляется за счет взаимодействия магнитов на разных оболочках. Использование такого рода привода позволяет организовать голономное движение, помимо этого он обладает несколькими преимуществами по сравнению с другими классами приводов: гораздо меньшими задержками, отсутствием проскальзывания между приводом и внешней оболочкой СР, плавность движения. Основной целью работы является формирование принципа размещения магнитов на сферических оболочках, а также проверка реализуемости движений сферического робота с выбранной компоновкой электромагнитного привода вдоль заданных траекторий. Для этого была получена математическая модель СРсЭП и проведено, на основе этой модели, численное моделирование.

Система управления сферическим роботом и математическая модель привода

Используемая система управления подробно описана в работе [3], кратко опишем её. На рис. 1 изображено плоское представление СРсЭП, в котором используются один постоянный магнит и один электромагнит. Будем считать, что внешняя оболочка имеет радиус R_{out} и массу M_{out}, а её момент инерции относительно любой оси, проходящей через центр, равен J_{out}. Аналогичные параметры для внутренней оболочки равны r_{in}, m_{in} и j_{in} соответственно.

Вектор управления $\boldsymbol{Q}$, обеспечивающий приближение СР к заданной траектории, записывается в виде суммы программного и корректирующего управлений, корректирующее управление представляет собой линейную обратную связь по состоянию. Для поиска коэффициентов обратной связи решается оптимальная по Парето двухкритериальная задача оптимального управления с двумя функционалами, первый из которых отвечает за минимизацию отклонения от заданной траектории, а второй – за минимизацию управляющего воздействия. Данная задача сводится к минимизации максимального отклонения нескольких выходов системы, решение которой достигается посредством решения задачи полуопределенного программирования.

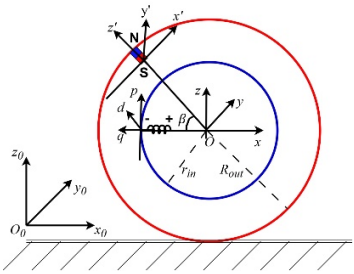


Рис. 1

Для записи математической модели электромагнитного привода сначала рассмотрим взаимодействие двух магнитов, один из которых является электромагнитом, а другой постоянным магнитом (подробнее в [4]). Пусть электромагнит представляет собой толстый соленоид (соленоид с многослойной намоткой), а в качестве постоянного магнита возьмем неодимовый магнит цилиндрической формы. Введем прямоугольную систему координат $Oxyz$ жестко связанную с геометрическим центром сферических оболочек. Центр этой системы координат O совпадает с геометрическим центром сферического робота, ось Oz направлена вертикально вверх (рис. 1). В первую очередь используя закон Био-Савара-Лаплас получим выражения для поля $\boldsymbol{B}$, создаваемое ПМ, в области расположения ЭМ в системе координат $Oxyz$. Кроме того, так как катушка представляет из себя толстостенный цилиндр, удобно перейти к цилиндрической системе координат, описываемой набором (ρ, θ, z_0). Теперь при помощи закона Ампера, мы можем определить силу $\boldsymbol{F} = (F_x, F_y, F_z)$, с которой поле ПМ $\boldsymbol{B}(\rho, \theta, z_0)$ действует на ЭМ. Определив силу, не составляет труда найти вращающий момент $\boldsymbol{Q}^{in} = (Q_x^{in}, Q_y^{in}, Q_z^{in})$, создаваемый вследствие взаимодействия ПМ и ЭМ.

Теперь, когда мы получили два определения вращающего момента, одно из которых было сформировано в соответствии с методом оптимального управления, представляя собой желаемое значение момента $\boldsymbol{Q}_{ref}^{in}$, а второе – на основе математической модели электромагнитного привода, отражающее фактическое значение момента, мы можем определить токи, протекающие через обмотки электромагнитов, необходимые для достижения желаемого значения момента. Для этого среди всевозможных векторов тока необходимо выбрать энергетически оптимальный, который получается, используя псевдообратную матрицу и регуляризацию:

$$\boldsymbol{I} = \boldsymbol{C}^T(\boldsymbol{C}\boldsymbol{C}^T + \lambda \boldsymbol{I}_3)^{-1}\boldsymbol{Q}_{ref}^{in}, \qquad (1)$$

где $\boldsymbol{C}$ определяется из уравнения $\boldsymbol{C}\boldsymbol{I} = \boldsymbol{Q}^{in}$, $\lambda > 0$ – малый параметр регуляризации, $\boldsymbol{I}_3$ – единичная матрица 3x3. Напряжения можно получить из токов используя уравнения Кирхгоффа.

Размещение магнитов на сферических оболочках

Задача состоит в следующем: требуется такое расположение ПМ и ЭМ на двух сферических оболочках, при котором электромагнитный привод способен создать момент относительно произвольной оси при любом взаимном положении оболочек. Естественной стратегией является размещение магнитов в вершинах многогранника, вписанного в сферу. Однако накладывается жёсткое ограничение: уравнения движения и схема управления, разработанные в [3], корректны только при условии, что тензоры инерции обеих оболочек остаются скалярными. Достаточным условием скалярности является то, что точечная группа симметрии размещения действует на $\mathbb{R}^3$ неприводимо. Среди трёхмерных точечных групп этому удовлетворяют лишь *кубические* $(T, , T_h, O, O_h)T_dT_dT_d$ и *икосаэдрические* $(I,)I_h$ группы – все остальные оставляют инвариантную ось и порождают неизотропный тензор инерции.

В классе вершинно-транзитивных выпуклых многогранников (без призм и антипризм) с кубической или икосаэдрической симметрией имеется ровно 18 представителей: **5 платоновых** и **13 архимедовых тел**. Это даёт замкнутый и небольшой конечный набор кандидатов, причём для каждого из них вершины известны в явном виде, что упрощает задачу.

Выбор ПМ. Среди кандидатов с числом вершин $N \geq 20$ предпочтителен с наименьшим максимальным угловым расстоянием между произвольной точкой на сфере и ближайшей вершиной многогранника θ_{gap}^{max}, так как момент пары ПМ – ЭМ быстро убывает с ростом углового расстояния между ними. Среди четырёх архимедовых тел с $N = 60$ (усечённые додекаэдр и икосаэдр, курносый додекаэдр, ромбоикосододекаэдр) минимальный зазор 22,2° даёт **ромбоикосододекаэдр** (рис. 2а). Он и выбран для размещения ПМ.

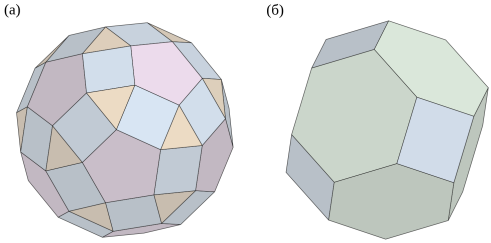


Рис. 2

Выбор ЭМ. Для выбора ЭМ важнейшим показателем является τ_{min} – минимальный момент, который способен создать электромагнитный привод определенной конструкции относительно произвольной оси и ориентации оболочек при единичной норме токов. Численная проверка (10^4 случайных взаимных ориентаций из SO(3) × 10^5 направлений) для $S \in \{8, 12, 20, 24, 30\}$ показывает монотонный рост гарантированного момента с ростом числа магнитов *S*. **Усечённый октаэдр** (*S* = 24, группа O_h, рис. 2б) обеспечивает $\tau_{min} = 0.118$ Н·м при единичной норме токов. Использование *S* = 30 ЭМ (икосододекаэдр) даёт лишь ~29 % прироста момента, при этом масса конструкции существенно увеличивается, кроме того, возрастает сложность управления.

Численное моделирование трехмерного движения СРсЭП

Для апробации выбранной конфигурации электромагнитного привода было проведено численное моделирования движения СРсЭП вдоль трехмерной траектории,

заданной на колоколообразной (гауссовой) поверхности с коэффициентом сухого трения $\kappa = 0.8$. Начальное положение робота смещено относительно опорной траектории. Результаты приведены на рис. 3: типичные временные зависимости тока $I_1(t)$ (рис. 3а) и напряжения $u_1(t)$ (рис. 3б) на одной из 24 катушек (для остальных катушек полученные временные зависимости тока и напряжения буду качественно похожи) имеют ярко выраженный затухающий характер с пиковыми значениями ≈ 1.6 А и ±16,5 В соответственно. Быстро осциллирующий характер этих зависимостей обусловлен большим количеством магнитов и достаточно большой скоростью взаимного вращения сферических оболочек, порядка 20 рад/с.

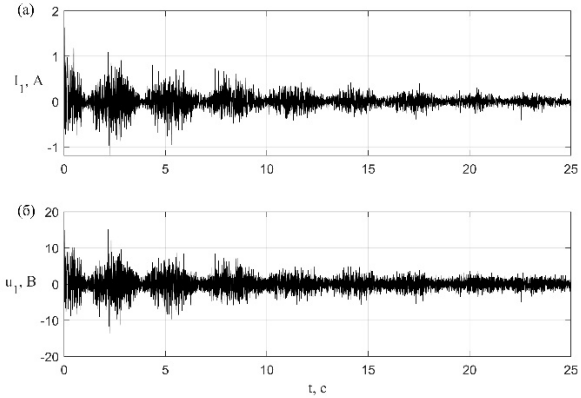


Рис. 3

Из полученных зависимостей следует, что электромагнитный привод предложенной конфигурации создаёт момент, достаточный для движения сферического робота по неровным поверхностям. При этом необходимые напряжения на катушках электромагнитов лежат в рабочем диапазоне современных низковольтных силовых драйверов и не требуют специализированной высоковольтной аппаратуры.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, проект FSWR-2026-0007.

[1] Halme A., Schonberg T., Wang Y. // Motion Control of a Spherical Mobile Robot. IEEE. 1996. P. 259.
[2] He J., Li G., Zhou R. // Torque Modelling and Validation for a Spherical Motor with Stepped Permanent Magnets. J. Electr. Eng. Technol. 2020. Vol. 15. P. 2661.
[3] Balandin D.V., Biryukov R.S., Tuzikov A.M. // Optimal Control of the Movement of a Spherical Robot on Uneven Surfaces. J. Comput. Syst. Sci. Int. 2026. Vol. 65. P. 134.
[4] Balandin D.V., Tuzikov A.M., Biryukov R.S., Polovinkin A.V. // Spherical Robot with Electromagnetic Drive: Modeling and Control. Russian J. Nonlinear Dyn. 2025. Vol. 65, no. 4. P. 649.

Секция «Математическое моделирование
процессов и систем»

Заседание секции проводилось 25 мая 2026 г.
Председатель – И.С. Павлов, секретарь – Е.Ю. Линник.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXX научной конференции по радиофизике

СЕКЦИЯ
«СТОХАСТИЧЕСКИЕ МУЛЬТИСТАБИЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ»

Сопредседатели – Б. Спаньоло (Италия), А.А. Дубков, секретарь – Е.Ю. Линник.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

ИССЛЕДОВАНИЕ РОСТА ФИЛАМЕНТА В ПЛЕНКЕ СТАБИЛИЗИРОВАННОГО ИТТРИЕМ ДИОКСИДА ЦИРКОНИЯ МЕТОДОМ КОНТАКТНОЙ СКАНИРУЮЩЕЙ ЕМКОСТНОЙ МИКРОСКОПИИ

Д.О. Филатов[1)], Е.Д. Сорочкина[2)], Д.А. Антонов[1)], И.Н. Антонов[1)], И.А. Казанцева[1)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] СПбАУ РАН им. Ж.И. Алферова

Ранее в работе [1] были продемонстрированы возможности метода контактной сканирующей емкостной микроскопии (КСЕМ) [2] для *in situ* отслеживания процессса роста проводящих нитей (филаментов) Ni в пленке стабилизированного иттрием диоксида циркония (СДЦ) ZrO_2(Y)/Ni (виртуальном мемристоре типа “проводящий мостик”, *англ*. Conductive Bridge). При приложении напряжения V между зондом и проводящей подложкой Si с Ni подслоем, наблюдалось увеличение емкости между зондом и образцом C, что было объяснено дрейфом ионов Ni к оконечности зонда и формированием растущего Ni филамента в пленке СДЦ.

В работе [3] метод КСЕМ был применен для исследования образования и роста так называемых вакансионных филаментов (состоящих из кислородных вакансий, мигрирующих в пленке СДЦ под действием приложенного между зондом и подслоем Pt электрического напряжения V, рис. 1). При циклическом переключении пилообразным напряжением, наблюдалось циклическое увеличение и уменьшение C, связанное с удлинением и укорочения филамнта за счет диффузии и дрейфа кислородных вакансий под действием электрического поля между острием зонда и подслоем Pt. Для интерпретации экспериментальных результатов, в [2] применялась математическая модель мемристора, основанная на теории мемристора, управляемого. Для интерпретации результатов эксперимента, в работе [3] использовалась одномерная током [4]. Было получено качественное согласие между расчетной зависимостью $C(V)$ и измеренной экспериментально. Однако развитая в работе [3] модель, как и исходная теория [4], учитывает лишь дрейф вакансий кислорода и не учитывает их диффузию.

В настоящей работе экспериментальные данные по исследованию роста вакансионных филаментов в пленках СДЦ/Pt методом КСЕМ интерпретируются на основе стохастической модели мемристора [5], которая учитывает как дрейф, так и диффузию вакансий кислорода.

Экспериментальные исследования выполнялись на атомно-силовом микроскопе (АСМ) «Солвер Про» производства компании «НТ-МДП» (Россия) с приставкой для КСЕМ AU030. Использовались специализированные АСМ зонды для КСЕМ с Pt покрытием. Измерялись циклические $C(V)$ характеристики при линейной развертке напряжения со скоростью $A = 20$ В/с.

Было обнаружено увеличение емкости контакта АСМ зонда с поверхностью пленки СДЦ/Pt при линейной развертке напряжения от 0 В до 5 В, связанное с прорастанием филамента через всю толщу пленки СДЦ (электроформовкой, рис. 2). Линейное уменьшение C при обратной развертке V связано с диффузионной емкостью филамента [6] C_p, пропорциональной току инжекции электронов в филамент I_p:

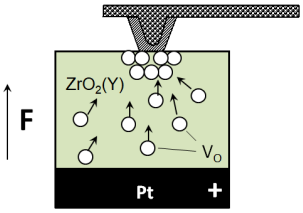


Рис. 1

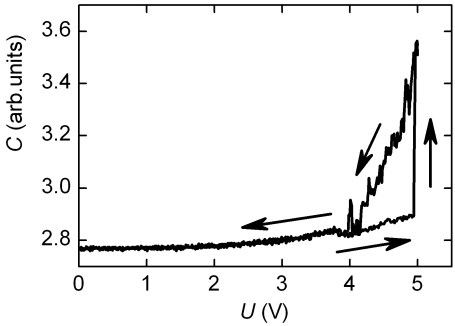


Рис. 2

$$C_p = \frac{dQ}{dt} = \frac{e}{k_B T} I_p, \tag{1}$$

где Q – инжектированный заряд, t – время, e – элементарный заряд, k_B – постоянная Больцмана, T – температура.

Модель [5] основана на описании случайного перескока заряженных точечных структурных дефектов (в данном случае ионов O^{2-}) на соседние вакансии внутри кристаллической решетки СДЦ, которые можно описать также в терминах движения вакансий кислорода. Этот случайный перескок является элементарным событием процесса дрейфа/диффузии, приводящим к образованию и разрушению вакансионных филаментов. Как и в моделях [3] и [4], функциональный диэлектрик мемристора предполагаегся разделенным на два слоя: проводящий и непроводящий. Координата границы раздела между ними y предполагается случайной величиной и для нее записывается уравнение Фоккеа-Планка:

$$\frac{\partial P(y,t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial y}\left[P(y,t)\frac{\partial U_{eff}(y,V)}{\partial y}\right] + \frac{\partial}{\partial y}\left[D_{eff}\frac{\partial P(y,t)}{\partial y}\right] \tag{2}$$

с эффективным потенциалом

$$U_{eff}(y,V) = -\nu_{eff}(V)y \tag{3}$$

и эффективными коэффициентами дрейфа и диффузии:

$$\nu_{eff}(V) = \frac{2\ell}{\tau_{kr}} sinh\big(\alpha(V)\big), \tag{4}$$

$$D_{eff}(V) = \frac{\ell^2}{\tau_{kr}} cosh\big(\alpha(V)\big). \tag{5}$$

Здесь $P(y,t)$ – функция плотности вероятности для y в области между электродами $y \in [0, L]$, $L = 10$ нм –толщина слоя СДЦ,

$$\tau_{kr} = \tau_0 \, exp \, \beta, \tag{6}$$

– время Крамерса, $\beta = E_a/k_BT$, E_a – энергия активации диффузии ионов кислорода, $\alpha(V) = \mathrm{B}V/k_BT$, $\mathrm{B} = q\ell/2L$ – параметр, определяющий снижение E_a при приложении напряжения V, q – заряд иона, ℓ – расстояние между узлами ионов кислорода в кристаллической структуре диэлектрика, τ_0 – подгоночный параметр, который может быть определен из эксперимента.

Уравнение (2) соответствует уравнению Ланжевена [6]:

$$\frac{\partial y}{\partial t} = -\frac{\partial U_{eff}(y,V)}{\partial y} + \xi(t), \tag{7}$$

где $\xi(t)$ – белый гауссовский шум с $\langle \xi(t) \rangle = 0$, $\langle \xi(t) \rangle \langle \xi(t+\tau) \rangle = 2D_{eff}\delta(\tau)$, $\delta(\tau)$ – дельта-функция Дирака.

Подставим (3) и (4) в (7), получаем:

$$\frac{dy}{dt} = \frac{2\ell}{\tau_{kr}} sinh \frac{BV}{k_BT} + \xi(t). \tag{8}$$

В эксперименте $V(t) = At$я. После интегрирования получим:

$$y(t) = \frac{2\ell k_BT}{\tau_{kr}BA} cosh \frac{BAt}{k_BT} + C, \tag{9}$$

для начальных условий $y = 0$ при $t = 0$ константа интегрирования

$$\mathrm{C} = -\frac{2\ell k_BT}{\tau_{kr}BA}. \tag{10}$$

На рис. 3 представлена расчетная зависимостть $y(t)$, а на рис. 4 – расчетная зависимость емкости зонд-образец $C(V)$ в приближении плоского конденсатора

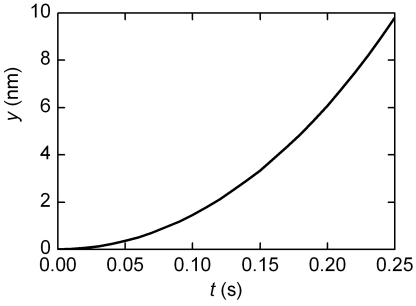


Рис. 3

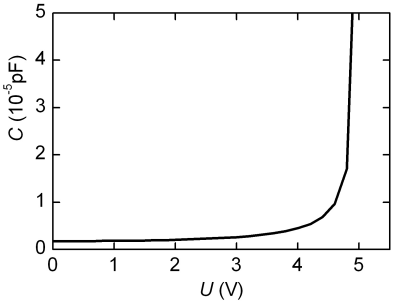


Рис. 4

$$C = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{L - y}, \tag{11}$$

где $\varepsilon = 25$ – диэлектрическая проницаемость материала изолятора (СДЦ), ε_0 – диэлектрическая постоянная, $S = 100$ нм^2 – эффективная площадь поперечного сечения филамента. Для $\ell = 0{,}26$ нм, $E_a = 0.55$ эВ [7, 8], наилучшее согласие между расчетной и экспериментальной кривыми $C(V)$ было достигнуто для $\tau_0 = 10^{-10}$с,. Критерием наилучшего соответствия был выбран момент времени, при котором $C(t) \to \infty$, соответствующий прорастанию филамента сквозь всю толщу пленки СДЦ и замыканию АСМ зонда и проводящего подслоя Pt. Для данной структуры (рис. 2) это время составило $t \approx 0.25\ c$. Заметим, что расчетная величина емкости виртуального мемристора $C_p(0) = 1.738 \times 10^{-6}$пФ, что выше порога обнаружения используемого оборудования.

Результаты настоящей работы показывают, что стохастическая модель мемристора [5], использованная в настоящей работе при исследовании роста вакансионных филаметов, адекватно отражает свойства вероятностных процессов дрейфа и диффузии кислородных вакансий в процессе роста филаментов и позволяет более точно описать микроскопических процессы, происходящие в функциональном диэлектрике при электроформовке и резистивном переключении. Также была продемонстрирована возможность определения параметров стохастической модели по экспериментальным результатам, полученным методом КЕСМ.

Настоящая работа выполнена в рамках государственного задания № FSWR-2025-0006. Экспериментальные исследования выполнены с использованием оборудования Центра коллективного пользования Научно-образовательного центра “Физика твердотельных наноструктур” и Учебного дизайн-центра электроники Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского.

[1] Ryabova M.A., Antonov D.A., Kruglov A.V., Antonov I.N., Filatov D.O. and Gorshkov O.N. // J. Phys.: Conference Series. 2021. Vol. 2086. P. 012205.
[2] Williams C.C., Hough W.P. Rishton S.A. // Appl. Phys. Lett. 1989. Vol. 55. P. 203.
[3] Филатов Д.О., Сорочкина Е.Д., Антонов И.Н., Горшков О.Н. // Физика твердого тела. 2025. Том 67. Вып. 8. С. 1385.
[4] Strukov D.B., Snider G.S., Stewart D.R., Williams R.S. // Nature Materials. 2008. Vol. 80. P. 53.
[5] Agudov N.V., Dubkov A.A., Safonov A.V., Krichigin A.V., Kharcheva A.A., Guseinov D.V., Koryazhkina M.N., Novikov A.S., Shishmakova V.A., Antonov I.N., Carollo A., Spagnolo B. // Chaos, Solitons & Fractals. 2021. Vol. 150. P. 111131.
[6] Risken H. The Fokker-Planck equation. Methods of solution and applications / –Berlin-Heidelberg: Springer Verlag, 1996.
[7] Tikhov S.V., Gorshkov O.N., Antonov I.N., Koryazhkina M.N., Morozov A.V., Filatov D.O. // Advances in Condensed Mater Physics. 2018. P. 202849.1
[8] Yakimov A.V., Filatov D.O., Gorshkov O.N., Antonov D.A., Liskin D.A., Antonov I.N., Belyakov A.V., Klyuev A.V., Carollo A., Spagnolo B. // Applied Physics Letters. Vol. 114. P. 253506.

АНАЛИЗ ПОВЕДЕНИЯ ПАРАМЕТРА ФОРМЫ СПЕКТРА ТОКОВОГО ФЛИККЕРНОГО ШУМА МЕМРИСТОРА НА РАЗЛИЧНЫХ УЧАСТКАХ ЕГО ВОЛЬТАМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ

А.Н. Головкова, М.О. Марычев, Д.О. Филатов, А.И. Белов, М.Н. Коряжкина, М.Е. Шенина, А.Н. Михайлов, О.Н. Горшков, А.В. Клюев, А.В. Якимов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Исследованы мемристивные структуры на основе стабилизированного диоксида циркония: Ti(10 нм)/Pt(40 нм)/ZrO_2(12%Y, 10 нм)/Ta(40 нм)/Pt(40 нм) и Ti(10 нм)/Pt(40 нм)/ZrO_2(12%Y, 20 нм)/Ta(40 нм)/Au(40 нм).

Ранее нами была оценена эффективная шумовая температура мемристоров такого типа в их рабочем режиме. Для этого в расчетах характеристик наблюдаемого в эксперименте шума электрического тока через мемристор использовалась модель только теплового шума. Исходя из полученной численной оценки эффективной шумовой температуры (~ 10^9 K), можно предположить наличие преобладающей фликкерной составляющей шума, на фоне которой тепловым шумом можно полностью пренебречь.

Цель работы – разработка методики анализа характеристик фликкерной составляющей шума электрического тока мемристора, позволяющей наблюдать динамику их изменения на различных участках его вольтамперной характеристики (ВАХ).

На участок цепи, включающий последовательно соединённые мемристор и резистор 100 Ом, подавалось пилообразное напряжение, изменяющееся от –1,35 В до +1,1 В с периодами 0,01 с и 0,02 с. Измерялось падение напряжения на этом резисторе с шагом по времени 10^{-6} с и $0{,}5\times10^{-6}$ с для указанных периодов, соответственно, по которому вычислялся ток через мемристор.

ВАХ мемристора представляется набором относительно небольших последовательных временных фрагментов из 400 отсчетов по времени каждый. Число таких фрагментов для одного периода ВАХ составляло 25 и 100 для периодов 0,01 с и 0,02 с, соответственно. Для токового сигнала каждого фрагмента с помощью быстрого преобразования Фурье (БПФ) вычисляется зависимость спектральной плотности мощности шума (СПМ) от частоты анализа f. Она аппроксимируется функцией вида $1/f^{\gamma}$, где γ – параметр формы спектра [1] – [5]. Учитывая количество периодов (петель) ВАХ, используемых для расчетов (обычно 1024), вычисляем массивы из приблизительно $0{,}25\times10^5$ и $1{,}02\times10^5$ значений параметра формы спектра (ПФС) для периодов 0,01 с и 0,02 с, соответственно. Таким образом, мы получаем возможность с достаточной детализацией следить за динамикой изменения ПФС фликкерного шума электрического тока мемристора на различных участках его ВАХ.

На рис. 1 в двойном логарифмическом масштабе приведена характерная для фликкерного шума частотная зависимость СПМ шума электрического тока одного из исследованных мемристоров для некоторого небольшого фрагмента его ВАХ (красная кривая). Аппроксимируя её линейной функцией (синяя линия), получаем оценку соответствующего значения параметра формы спектра (также показана на рис. 1).

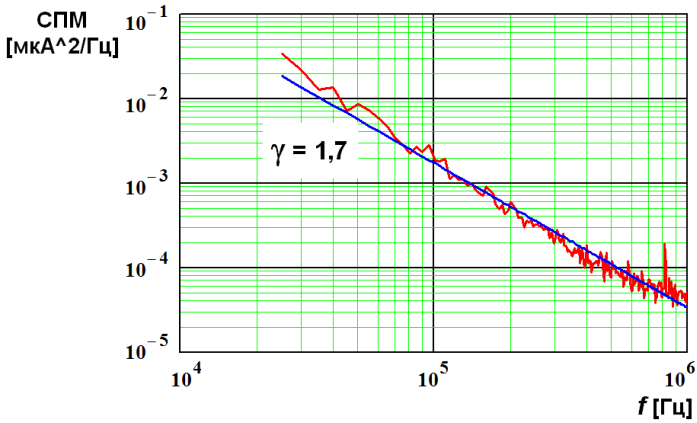


Рис. 1

На рис. 2 и 3 приведены трёхмерные визуализации массивов значений ПФС фликкерного шума электрического тока исследованных мемристоров, где вдоль вертикальных осей, перпендикулярных плоскостям, в которых отображены их ВАХ (показаны синим), напротив небольших фрагментов ВАХ отложены соответствующие им значения γ. Динамика изменения значения ПФС на различных участках ВАХ для образца Ti(10 нм)/Pt(40 нм)/ZrO_2(12%Y, 20 нм)/Ta(40 нм)/Au(40 нм) приведена на рис. 2. На рис. 3 представлены аналогичные результаты для образца Ti(10 нм)/Pt(40 нм)/ZrO_2(12%Y, 10 нм)/Ta(40 нм)/Pt(40 нм).

Таким образом, получены следующие результаты:

1) Предложена методика мониторирования изменения параметра формы спектра фликкерного шума электрического тока мемристора, базирующаяся на разделении ВАХ мемристора на множество небольших фрагментов. Для каждого из таких фрагментов вычисляется частотная зависимость спектральной плотности мощности шума тока и соответствующее значение параметра формы спектра.
2) На участках ВАХ, соответствующих низкоомному и высокоомному состояниям исследованных мемристоров, параметр формы спектра шума тока демонстрирует относительно стабильное значение около 1,5. На участках ВАХ, соответствующих переключениям между этими состояниями, наблюдаются всплески этого параметра в диапазоне ≈ 1–2,5.

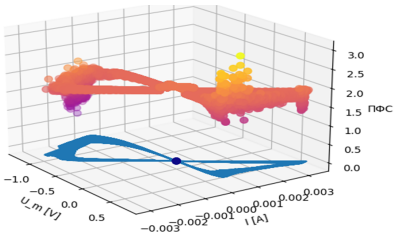


Рис. 2

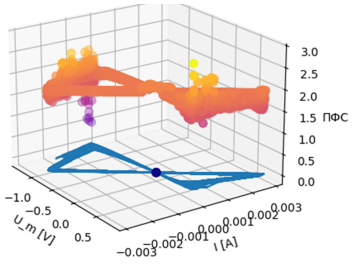


Рис. 3

Работа выполнена при реализации научно-исследовательской и образовательной политики университета в области физики и радиофизики в рамках реализации программы стратегического академического лидерства “Приоритет-2030”.

[1] Якимов А.В. Введение в физику шумов. Учебное пособие. 2-е издание, переработанное и дополненное. – Нижний Новгород: Нижегородский госуниверситет, 2022. 103 с. https://e-lib.unn.ru/MegaPro/UserEntry?Action=FindDocs&ids=796924&idb=0.

[2] Yakimov A.V., Filatov D.O., Gorshkov O.N., Antonov D.A., Liskin D.A., Antonov I.N., Belyakov A.V., Klyuev A.V., Carollo A., Spagnolo B. // Appl. Phys. Lett. 2019. Vol. 114. P. 253506. https://doi.org/10.1063/1.5098066.

[3] Yakimov A.V., Filatov D.O., Gorshkov O.N., Klyuev A.V., Shtraub N.I., Kochergin V.S., Spagnolo B. // Chaos, Solitons and Fractals. 2021. Vol. 148 P. 111014. https://doi.org/10.1016/j.chaos.2021.111014.

[4] Kochergin V.S., Yakimov A.V., Klyuev A.V., Filatov D.O., Gorshkov O.N., Antonov D.A., Mikhaylov A.N., Sunyaikin D.V., Shtraub N.I., Vasileiadis N., Dimitrakis P., Spagnolo B. // Japanese Journal of Applied Physics. 2022. Vol. 61. SM1013. https://doi.org/10.35848/1347-4065/ac7bf6.

[5] Yakimov A.V., Klyuev A.V., Filatov D.O., Gorshkov O.N., Antonov D.A., Mikhaylov A.N., Kochergin V.S. // Fluctuation and Noise Letters. 2024. Vol. 23, no. 1. P. 2450014. https://doi.org/10.1142/S0219477524500147.

ВЛИЯНИЕ ДЛИТЕЛЬНОСТИ И АМПЛИТУДЫ ИМПУЛЬСОВ ПОТЕНЦИАЦИИ И ДЕПРЕССИИ НА РЕЗИСТИВНОЕ СОСТОЯНИЕ МЕМРИСТИВНОГО УСТРОЙСТВА НА ОСНОВЕ $ZrO_2(Y)$

В.А. Хабибулова[1)], М.Н. Коряжкина[1, 2)], Д.О. Филатов[1)], А.И. Белов[1)], И.Н. Антонов[1)], Ю.Ю. Агарков[2)], А.Н. Михайлов[1)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] ООО «Поликетон»

В последнее время мемристоры рассматриваются как перспективная основа для аппаратной реализации нейроморфных устройств [1]. Действительно, неотъемлемой особенностью мемристоров является способность постепенно изменять свое резистивное состояние, тем самым имитируя механизмы взаимодействия биологических клеток – синаптическую пластичность (способности синапсов изменять свою силу в ответ на активность нейронов) [2]. К настоящему времени в мемристорах экспериментально продемонстрировано наличие таких ключевых биологических принципов обучения, как кратковременная и долговременная пластичность, а также пластичность, зависящая от времени прихода импульсов [3].

Практическое использование мемристоров в нейроморфных устройствах ограничено проблемами воспроизводимости параметров изменения резистивного состояния как от устройства к устройству, так и от цикла к циклу, а также недостаточной стойкостью этих состояний к деградации при частых переключениях и стабильностью удержания состояний.

Несмотря на вышеуказанные ограничения, мемристоры на основе $ZrO_2(Y)$ способны выдерживать более 10^9 переключений резистивного состояния и сохранять заданные уровни проводимости на протяжении более чем 10^4 с [4, 5], обеспечивая необходимую надежность для нейроморфных приложений. Кроме того, на этих устройствах была продемонстрирована долговременная пластичность, что подчёркивает их потенциал для аппаратной реализации нейронных сетей [5].

В то же время в литературе отсутствуют систематические исследования кратковременной пластичности и пластичности, зависящей от времени прихода импульсов, в мемристорах на основе $ZrO_2(Y)$, что затрудняет оценку их синаптического поведения в полном объёме. Однако первоочередной задачей является экспериментальное определение диапазонов длительностей и амплитуд импульсов потенциации и депрессии, что и было реализовано в данной работе для мемристивного устройства на основе стека $Ta/ZrO_2(Y)/Pt$.

Информацию о технологии изготовления мемристивного устройства и схему экспериментальной установки можно найти в [6]. Исследования были выполнены при помощи зондовой станции Everbeing EB-6 и многофункционального устройства ввода-вывода National Instruments USB-6361. Знак напряжения на устройстве соответствовал потенциалу верхнего Ta электрода относительно потенциала нижнего Pt электрода. При этом процесс RESET (переключение из состояния с низким сопротивлением (СНС) в состояние с высоким сопротивлением (СВС)) осуществлялся приложением отрицательного напряжения, а процесс SET (переключение из СВС в СНС) – приложением положительного напряжения. В работе длительность импульсов потенциации и депрессии варьировалась от 5 до 1000 мкс; амплитуда импульсов потенциации – от +0,6 до

+0,9 В; амплитуда импульсов депрессии – от -0,8 до -1,1 В. Для определения резистивного состояния устройства до и после импульса потенциации/депрессии прикладывался импульс чтения длительностью 50 мкс и амплитудой +0,2 В. Для накопления статистики после приложения импульсов потенциации/депрессии устройство переключали в СВС/СНС путем приложения импульсов длительностью 20 мкс и амплитудой -1,2 В / +0,9 В, соответственно. Анализ проводился по 500 повторениям эксперимента при одних и тех же параметрах импульсов.

Исследуемое устройство демонстрировало удовлетворительную работоспособность, о чем свидетельствуют его вольтамперные характеристики (рис. 1) и результаты исследования выносливости к многократному резистивному переключению (рис. 2). В совокупности эти характеристики свидетельствуют о приемлемой надёжности полученных в работе результатов исследования влияния длительности и амплитуды импульсов потенциации и депрессии на резистивное состояние мемристора.

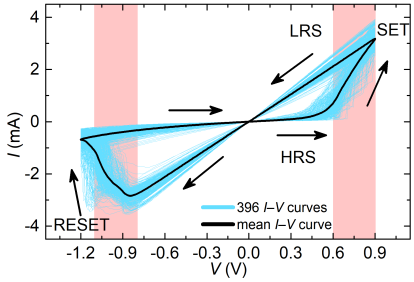


Рис. 1

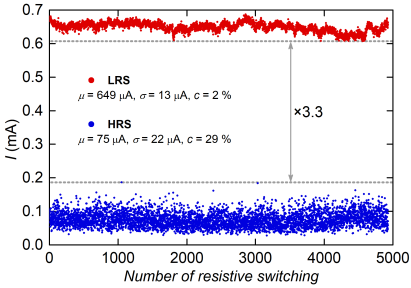


Рис. 2

На рис. 3 – 5 представлены зависимости тока в резистивном состоянии, полученные до (оранжевым) и после (фиолетовым) приложения импульса потенциации длительностью 5 мкс и амплитудой: +0,6, +0,7 и +0,8 В, соответственно; а на рис. 6 – 8 показаны аналогичные зависимости, полученные при условии приложения импульсов амплитудой +0,7 В и длительностью: 50, 100 и 500 мкс, соответственно.

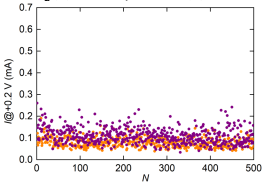


Рис. 3

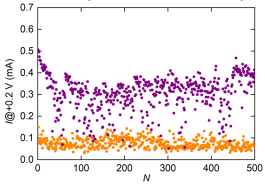


Рис. 4

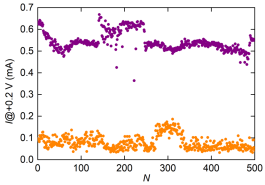


Рис. 5

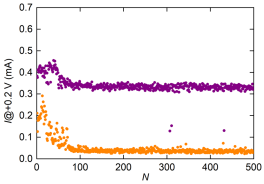


Рис. 6

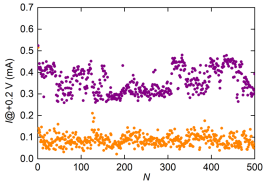


Рис. 7

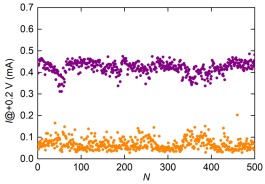


Рис. 8

Обнаружено, что изменение амплитуды импульсов потенциации существеннее влияет на резистивное состояние мемристора, чем длительность этих импульсов. В частности, наблюдается более значительное увеличение протекающего через мемристор тока при чтении. Например, после приложения импульсов потенциации длительностью 5 мкс и амплитудой +0,6, +0,7 и +0,8 В величина протекающего тока составляла 0,11 ± 0,04 мА, 0,31 ± 0,08 мА и 0,54 ± 0,04 мА (в качестве ошибки бралось стандартное отклонение), соответственно. В то же время, увеличение длительности импульсов амплитудой +0,7 В до 50, 100 и 500 мкс привело к увеличению тока до 0,34 ± 0,03 мА, 0,36 ± 0,06 мА и 0,42 ± 0,03 мА (в качестве ошибки бралось стандартное отклонение), соответственно. Таким образом, увеличение амплитуда на 0,2 В привело к увеличению тока в ~4,9 раз, в то время как увеличение длительности импульсов в 100 раз привело к увеличению тока всего в ~1,4 раза.

На рис. 9 – 11 представлены зависимости тока в резистивном состоянии, полученные до (зеленым) и после (голубым) приложения импульса депрессии длительностью 5 мкс и амплитудой: -0,8, -0,9 и -1,0 В, соответственно; а на рис. 12 – 14 показаны аналогичные зависимости, полученные при условии приложения импульсов амплитудой -0,9 В и длительностью: 10, 50 и 500 мкс, соответственно.

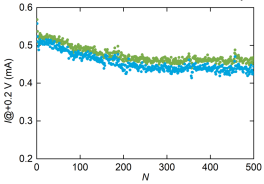


Рис. 9

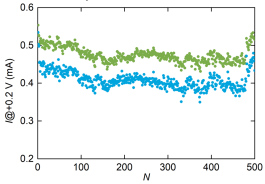


Рис. 10

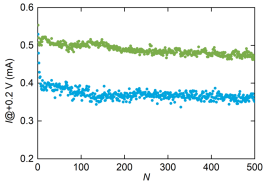


Рис. 11

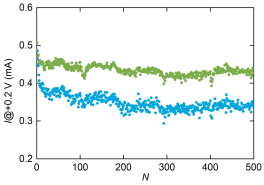


Рис. 12

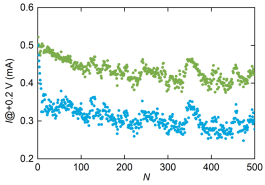


Рис. 13

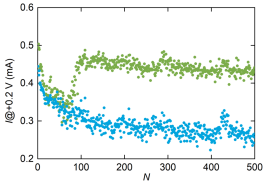


Рис. 14

Как и в случае импульсов потенциации, амплитуда оказывает более существенное влияние на изменение резистивного состояния. Например, при изменении амплитуды импульсов депрессии на 0,2 В (от -0,8 до -1,0 В) с фиксированной длительностью 5 мкс протекающий ток уменьшается в ~1,2 раза (от 0,45 ± 0,02 мА до 0,37 ± 0,02 мА, соответственно; в качестве ошибки бралось стандартное отклонение). В то же время, при изменении длительности импульсов на 2 порядка величины (от 5 до 500 мкс) с фиксированной амплитудой -0,9 В ток уменьшается всего в ~1,4 раза (от 0,41 ± 0,02 мА до 0,29 ± 0,03 мА, соответственно; в качестве ошибки бралось стандартное отклонение).

В данной работе было установлено, что амплитуда импульса потенциации/депрессии существеннее влияет на резистивное состояние мемристивного устройства, чем его длительность. Установлено, что при амплитудах импульсов потенциации +0,8 и +0,9 В СНС достигается даже при коротких импульсах; в то же время при амплитуде +0,6 В

стабильного изменения резистивного состояния не наблюдается во всем диапазоне длительностей. В случае импульсов депрессии обнаружено, что при амплитудах -1,0 и -1,1 В СВС достигается даже при коротких импульсах, а при амплитуде -0,8 В резистивные состояния до и после приложения импульса практически не различаются при коротких длительностях. Таким образом, амплитуды импульсов, при которых наиболее вероятно наблюдение таких эффектов, как кратковременная пластичность и пластичность, зависящая от времени прихода импульса, в широком диапазоне длительностей составляют +0,7 В для импульсов потенциации и -0,9 В для импульсов депрессии, поскольку в этих случаях наблюдаются стабильные изменения резистивного состояния. Причем ток, протекающий через мемристор в этих резистивных состояниях, отличается по величине от тока, протекающего через мемристор в СНС или СВС.

Исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики, направление № 9 «Искусственный интеллект и большие данные в технических, промышленных, природных и социальных системах». Мемристивные устройства изготовлены в Лаборатории мемристорной наноэлектроники ННГУ им. Н.И. Лобачевского (гос. задание № FSWR-2025-0006).

Исследования выполнены с использованием оборудования Центра коллективного пользования Научно-образовательного центра “Физика твердотельных наноструктур” и Учебного дизайн-центра электроники ННГУ им. Н.И. Лобачевского.

[1] Shooshtari M., Serrano-Gotarredona T., Linares-Barranco B. // Advanced Intelligent Systems. 2026. Vol. 8. P. e202500806. https://doi.org/10.1002/aisy.202500806
[2] Ho V.M., Lee J.-A., Martin K.C. // Science. 2011. Vol. 334. P. 623. https://doi.org/10.1126/science.1209236
[3] Wang S., Song L., Chen W. et al. // Advanced Electronic Materials. 2023. Vol. 9. P. 2200877. https://doi.org/10.1002/aelm.202200877
[4] Vankaev A.S., Soltanovich O.A., Klyukina E.V. et al. // Russian Microelectronics. 2025. Vol. 54. P. 848. https://doi.org/10.1134/S106373972560181X
[5] Mikhaylov A.N., Shchanikov S.A., Koryazhkina M.N. et al. // IEEE Access. 2026. [In press]
[6] Koryazhkina M.N., Filatov D.O., Shishmakova V.A. et al. // Chaos, Solitons & Fractals. 2022. Vol. 162. P. 112459. https://doi.org/10.1016/j.chaos.2022.112459

MODELING SQUARE ARTIFICIAL SPIN ICE WITH WANG TILES

A.V. Klyuev, A.V. Yakimov

National Research Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod

This paper presents a theoretical study of square artificial spin ice relationship to the Wang domino model. Spin ices are characterized by the permanence of the system in one of many local minima after removing the external impact, i.e., they are the kind of multistable systems. Wang tiles are the simple tiling model. Each tile is a square with colored edges, and two tiles can be placed next to each other if and only if the color of their neighboring edges are the same. These seemingly simple local matching rules may however create extremely complex global behaviors, for example, they can be used to encode any Turing machine. The strong links between Wang tiles and compatibility theory made them a well-studied model over the years. The most natural computational model to relate to Wang tilings may be cellular automata. Cellular automaton is an abstract computing model reminiscent of artificial spin ice. This strong connection led to many undecidability results being proved by reductions to tiling-related decision problems. Wang tiles seem to provide a convenient tool to simulate spin ice systems. Set of spin configurations can be one-to-one associated with a set of Wang tiles. The analogy between square artificial spin ice and Wang tiles may be convenient for study configurations, including periodic, closed strings, which is important in the development of possible new computing and storage devices based on artificial spin ices.

Artificial spin ices are metamaterials in the sense that they are engineered systems that exhibit a variety of properties, such as collective dynamics, that are not inherently present in their building blocks [1]. The smallest building blocks in artificial spin ices are single-domain magnets with submicrometer dimensions (nanomagnets), which are arranged in specific designs and are coupled by their dipolar magnetic fields. The nanomagnets are arranged in such a way that their moments (often called macrospins) are frustrated, which means that not all interactions between the nanomagnets can be satisfied simultaneously. The mesoscopic size of the nanomagnets makes it possible to directly observe the moment configurations with magnetic microscopy techniques.

Lithographically fabricated single-domain ferromagnetic islands can be arranged such that the magnetic dipolar interactions create a two-dimensional analogue to spin ice. The magnetic moments can be directly imaged, allowing to study the local accommodation of frustration and emergence of ice-rules.

Artificial spin ices were originally developed [2] to mimic the behavior of spins in their crystal counterparts, such as the rare-earth titanate pyrochlores [3], which have spins positioned on the corners of tetrahedra.

Correspondingly, in the first studies, the nanomagnets were placed on the sites of the square or kagome lattice.

The simplest configuration obeying the ice rules is square spin ice.

Fig. 1 shows a 2D square artificial spin ice model.

Square artificial spin ice consists of horizontal and vertical nanomagnets arranged in a "square" pattern, i.e., frustrated arrays consisting of two-dimensional square lattices of elongated permalloy islands (shown schematically in Fig. 1).

The intrinsic frustration on this lattice can be best seen by considering a vertex at which four islands meet. Nearest neighbor islands on such a vertex are perpendicular to each other,

while the second nearest neighbor islands are collinear and directly across the vertex from each other (see Fig. 1). The lowest energy vertex configurations have two of the moments pointing in toward the center of the vertex, and two pointing out. This energetics are analogous to the two in, two-out ice rules for the atomic moments on a tetrahedron in spin ice. For the vertex as a whole, there are six distinct topologies for the configurations of the four moments obeying ice rules. Nevertheless, no configuration can minimize all of the dipole–dipole interactions, and thus the system is frustrated.

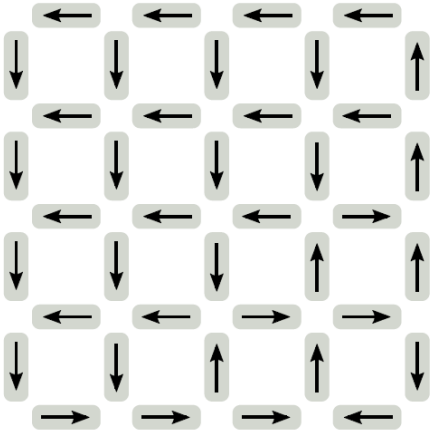


Fig. 1

At the same time, 2D systems are easier to study using such universal numerical methods as Monte Carlo algorithms [4]. One of them is a cluster algorithm for an equivalent three-color model, which is particularly useful for simulations of critical ice models [4].

In agreement with the three-color model, the configurations of an ice model on a square lattice can be mapped onto the configurations of a lattice of squares colored using three different colors, with the restriction that no two nearest neighbor squares have the same color [4]. Each configuration of the three-color model corresponds to a unique correct configuration of square ice.

Here another (domino) model is considered in which the unit tile includes a vertex, where each arrow colored in each own color. The set of possible tiles, which obeying ice rule, is equivalent to the set of Wang tiles.

An analogy can be drawn between the square artificial spin ice and the domino problem [5].

In 2D square artificial spin ice, it is possible to separate flatness of the 2D square artificial spin ice on the tiles, see Fig. 2a. The total number of tiles is determined by the arrangement of arrows that arrive and depart from a lattice point (vertex). The tiles are not placed randomly but must follow the domino rules [5].

An analogy can be drawn between such tiles and Wang tiles (domino), see Fig. 2b.

Now, the analogy between Wang domino [6] and artificial spin ice can be discussed. It is possible to associate spin configurations with corresponding Wang tiles, see Fig. 2c. Each spin direction is assigned a color. Obviously, only two colors are used for the top and bottom

of the square, and only two colors for the right and left sides of the square. Then a set of spin configurations can be one-to-one associated with a set of Wang tiles [5].

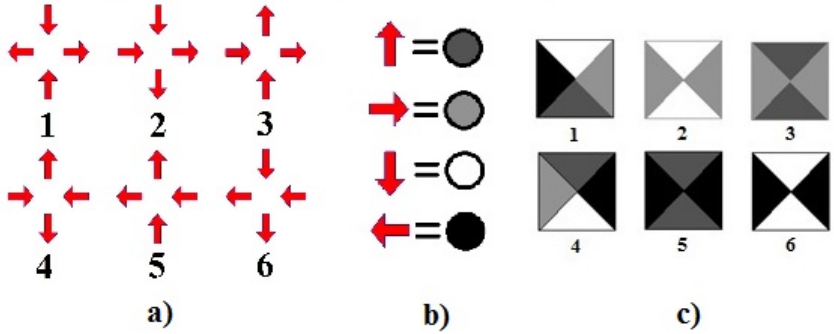


Fig. 2

It is possible to consider a domino model in which the relevant unit (tile) is not a vertex, but rather a plaquette (a square with spins lying on its sides), but this is not always convenient for describing spin configurations that are discussed later here.

The domino problem requires arranging these tiles into a block in which the color scheme is the same on the top and bottom, and left and right sides. These tiles can only be placed next to each other if the adjacent sides have matching colors. This arrangement is called a tiling or domino.

The planar domain covered with copies of tiles from set is called tiling and when there are no missing pieces (i.e. holes) and all the touching edges of tiles are corresponding to each other, the tiling is valid. The process of laying down tile after tile to create the tiling is in row–column order. In other words, the desired number of tiles is placed side by side horizontally from left to right followed by next row of tiles below the previous one. This inevitably leads to situation that tile will be placed in corner where its top edge will have to correspond to the bottom edge of tile above and its left edge will have to correspond to the right edge of the tile on the left. This is corner position (see Fig. 3).

To ensure the final tiling is not only valid, but also stochastic, a specific tiling algorithm must be used.

For example, this algorithm may defines simple rule, that for each corner position if it has at least two valid candidate tiles (Fig. 3) from which single tile must be randomly selected and placed in the corner position. The random selection from two candidates can sometimes lead to occurrence of groups of same tiles in tiling. The above described algorithm can be improved to prevent this grouping, by allowing to repeat the random selection, if the current selection would lead to identical neighboring tiles [5].

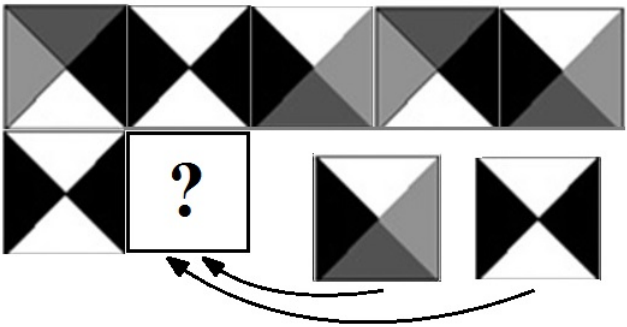


Fig. 3

Thus, one can apply the Wang tiles model to simulate and study 2D square artificial spin ice configurations.

The reformulation in terms of domino may be convenient for studying configurations, including periodic, closed strings, which is important in the development of new computing and storage devices based on spin ices.

Spin ice systems considered may have defects, related with violations of ice rules [7]–[11]. These defects are the famous emergent magnetic monopoles [7], [8]. Such monopoles can be represented in terms of Wang tiles [5] and analyze by stochastic methods.

Additionally, it can be noticed that such stochastic methods for investigations of hypothetical magnetic monopoles in space are also applicable, as recently shown [12].

[1] Skjærvø S.H., Marrows C.H., Stamps R.L., Heyderman L.J. // Nature Reviews Physics. 2019. Vol. 2. P. 13.
[2] Wang R.F., Nisoli C., Freitas R.S, Li J., McConville W., Cooley B.J., Lund M.S., Samarth N., Leighton C., Crespi V.H., Schiffer P. // Nature. 2006. Vol. 439. P. 303.
[3] Harris M.J., Bramwell S.T., McMorrow D.F., Zeiske T., Godfrey K.W. // Phys. Rev. Lett. 1997. Vol. 79. Is. 13. P. 2554.
[4] Barkema G.T., Newman M.E.J. // Phys. Rev. E. 1998. Vol. 57. Is. 1. P. 1155.
[5] Klyuev A.V. // J. Stat. Mech.: Theory Exp. 2025. P. 093104.
[6] Wang H. // Scientific American. 1965. Vol. 213, no. 5. P. 98.
[7] Рыжкин И.А. // ЖЭТФ. 2005. Т. 128, вып. 3. С. 559.
[8] Castelnovo C., Moessner R., Sondhi S.L. // Nature. 2008. Vol. 451, no. 1. P. 42.
[9] Klyuev A.V., Ryzhkin M.I., Yakimov A.V. // Fluct. Noise Lett. 2017. Vol. 16, no. 4. Article ID 1750035, 8 pages.
[10] Dusad R., Kirschner F.K.K., Hoke J.C., Roberts B., Eyal A., Flicker F., Luke G.M., Blundell S.J., Davis J.C.S. // Nature. 2019. Vol. 571, no. 7764. P. 234.
[11] Klyuev A.V., Ryzhkin M.I., Yakimov A.V., Spagnolo B. // J. Stat. Mech.: Theory Exp. 2019. P. 094005.
[12] Klyuev A.V. // Phys. Rev. D. 2024. Vol. 110, no. 2. P. 023011.

Секция «Стохастические мультистабильные системы»

Заседание секции проводилось 20 мая 2026 г.
Сопредседатели – Б. Спаньоло (Италия), А.А. Дубков, секретарь – Е.Ю. Линник.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXX научной конференции по радиофизике

СЕКЦИЯ
«ИНФОРМАЦИОННЫЕ СИСТЕМЫ. СРЕДСТВА, ТЕХНОЛОГИИ, БЕЗОПАСНОСТЬ»

Председатель – Л.Ю. Ротков, секретарь – А.А. Рябов.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

УЧЕТ РЕЛЬЕФА МЕСТНОСТИ ПРИ ВЫБОРЕ ПОЗИЦИЙ ПРИЕМНЫХ ПУНКТОВ УГЛОМЕРНОЙ РАДИОТЕХНИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ПАССИВНОЙ ЛОКАЦИИ

И.Н. Карельский, Л.Ю. Ротков, С.А. Дема

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Современные угломерные радиотехнические системы пассивной локации, состоящие из двух и более разнесенных в пространстве приемных пеленгаторных пунктов (ПП) могут быть использованы в качестве обнаружителя и определителя координат радиоизлучающих малоразмерных БПЛА – дронов различного назначения, несущих угрозу охраняемому объекту (ОО).

В этом случае ПП должны быть наилучшим образом размещены относительно ОО в директивно выделенной полосе размещения (ВПР) с целью получения максимальной рабочей зоны системы (РЗС) на угрожаемых направлениях и ожидаемых высотах полета дронов.

Размеры и форма ВПР зависят от требуемой площади для размещения одного ПП, наличия источников первичного электропитания, возможностей по реализации системы связи, электромагнитной совместимости с другими РЭС, допустимыми ошибками местоопределения дронового источника радиоизлучения (ИРИ) и др.

Целью работы является установление координат ПП в ВПР, обеспечивающих максимальную площадь РЗС на угрожаемых направлениях полета FPV - дронов с учетом рельефа местности в районе применения системы и ограничений на размещение ПП.

РЗС образуется в результате совместного перекрытия некоторой области пространства зонами обнаружения отдельных пеленгаторов (ЗОП). Конфигурация этих зон определяется максимальными дальностями обнаружения ИРИ ($R_{\text{обн}}$) на различных направлениях их приема по азимуту при заданной высоте полета дрона.

Поскольку полет дрона происходит на малых и предельно малых высотах, а излучение сигнала происходит в УКВ диапазоне, то на распространение сигнала и его обнаружение существенное влияние оказывает рельеф местности. Поэтому дальность $R_{\text{обн}}$ выбирается как минимальное значение из трех предварительно рассчитанных дальностей: – дальности прямой видимости ИРИ ($R_{\text{пв}}$); – дальности до препятствия ($R_{\text{пр}}$), находящегося на заданном азимуте по линии дальности прямой видимости и заслоняющего прием сигнала из-за наличия угла закрытия в вертикальной плоскости ($\varepsilon_{\text{з}}$); – энергетической дальности приема сигналов ИРИ ($R_{\text{эд}}$).

Указанные дальности можно вычислить по формулам:

$R_{\text{пв}} = 4{,}12({h_{\text{а}}}^{1/2} + {h_{\text{ири}}}^{1/2})$ [1], где $h_{\text{а}}$– абсолютная высота энергетического центра антенны ПП; $h_{\text{ири}}$– абсолютная высота полета ИРИ;

$R_{\text{пр}}$ – выбирается при условии, что угол визирования ИРИ в вертикальной плоскости ($\varepsilon_{\text{ири}}$) для заданной высоты полета меньше угла закрытия, рассчитываемого по формуле $\varepsilon_{\text{з}} = (h_{\text{пр}} - h_{\text{а}})57{,}3/R_{\text{пр}}$ [2], где $h_{\text{пр}}$– абсолютная высота препятствия;

$R_{\text{эд}} = 10^{(P_{TX}+G_{TX}+G_{RX}-L_{TX}-L_{other}-S_{RX}-M_{link}-20log_{10}(f)-32{,}44)/20}$, [3] где: P_{TX} – мощность передатчика FPV – дрона (от 25 мВт до 10 Вт и более); G_{TX} – коэффициент усиления передающей антенны дрона (около 3 dB); G_{RX} – коэффициент усиления

приемной антенны пеленгатора (от 5 до 16 dB); L_{TX}(dB) – потери в антенне и кабеле передатчика; L_{other}(dB) − дополнительные потери при распространении и приеме сигнала; S_{RX} − чувствительность приёмника, (обычно -90 ... -100) dBm; M_{link} − запас устойчивой радиосвязи (рекомендуется 10-15 dB); f − несущая частота сигнала, например, 2,4 или 5,8 ГГц.

Расчеты показывают, что, обнаружение дрона, летающего на дальние расстояния (до 100 км), с излучаемой на частоте 5,8 ГГц мощностью P_{TX}=1вт, пеленгатором, имеющим приемную антенну в виде кольцевой антенной решетки [4] и чувствительность приемника -100 дБm, произойдет на дальности около 25 км. Дроны летающие на малые и средние дальности будут обнаруживаться на дальностях не превышающих 5-15 км в идеальных условиях и 2-5 км в городе/лесу.

С учетом энергетической дальности и известном среднеквадратическом отклонении в измерении угла $\boldsymbol{\beta}$ ИРИ ($\boldsymbol{\delta_\beta}$) (в радианах), можно определить желательное расстояние между двумя пеленгаторами – базу ($\boldsymbol{d}$) по формуле: $\boldsymbol{d = R_{эд}{}^2 \delta_\beta / \sigma_{мп}}$, при которой ошибка определения местоположения дрона ($\boldsymbol{\sigma_{мп}}$) не будет превышать заданную величину. Так, например, если задана ошибка на линии траверза к базе $\boldsymbol{\sigma_{мп} = 200}$ м и $\boldsymbol{R_{эд} = 5000}$ м, то величина $\boldsymbol{d \approx 2000}$ м. Это значение может быть задано как диаметр или как сторона квадрата ВПР с центром в середине ОО.

В общем случае для оценки точности определения местоположения несколькими пеленгаторами используют ковариационную матрицу ошибок [5]: $\boldsymbol{P} = \sigma_\beta^2 \cdot (\boldsymbol{H}^T \boldsymbol{H})^{-1}$, где $\boldsymbol{H}$ − матрица Якоби системы уравнений для измеряемых пеленгаторами пеленгов на ИРИ.

Если прямую пеленга на плоскости в прямоугольной СК описать уравнением $y_0 - y_i = tan(\beta_i)(x_0 - x_i)$, где (x_i, y_i) − координаты $-$го ПП, (x_0, y_0) − искомые координаты ИРИ, β_i − измеренный пеленг от i −го ПП на ИРИ, то элементы матрицы ошибок рассчитываются по формулам: $H_{i1} = \partial\beta_i / \partial x = (y_0 - y_i)/r_i^2$; $H_{i1} = \partial\beta_i / \partial y = (x_0 - x_i)/r_i^2$, где $r_i = \sqrt{(x_0 - x_i)^2 (y_0 - y_i)^2}$ – расстояние от i −го ПП до ИРИ. Ошибка местоположения по осям СК: $\sigma_{мпx} = \sqrt{P_{11}}$, $\sigma_{мпy} = \sqrt{P_{22}}$; а радиальная ошибка: $\sigma_{мп} = (\sigma_{мпx}^2 + \sigma_{мпy}^2)$.

Алгоритм установления координат ПП в ВПР, предполагает поиск дискретного варианта размещения ПП на местности, при котором обеспечивается максимальная площадь РЗС при заданных ограничениях на ВПР, заданных сигнальных характеристиках ИРИ и заданной высоте полета дрона.

Указанная задача решается с помощью цифровой модели рельефа местности (ЦМР) района применения системы. Данные по рельефу могут быть получены из открытых источников, например, из Google Map. ЦМР позволяет визуализировать рельеф, рассчитать профили трасс ИРИ и оценить влияние возвышенностей на распространение сигнала.

Для учета рельефа местности земная поверхность в зоне применения разбивается на элементарные участки (ЭОП) – ячейки малого размера, соответствующие матрице высот, построенной по ЦМР. Профили местности представляют собой вертикальные разрезы земной поверхности плоскостью, проходящей через точки размещения антенн

ПП и ИРИ. При этом должны быть учтены все возвышенности антропогенного характера.

Варианты размещения (выбранные ЭОП) ПП в ВПР и местоположение ИРИ в РЗС можно представить в виде координатных матриц, содержащих $\boldsymbol{L}_{\text{пп}} = m_{\text{пп}} * n_{\text{пп}}$ и $\boldsymbol{L}_{\text{ири}} = p_{\text{ири}} * k_{\text{ири}}$ элементов (m, p и k, n по осям x и y соответственно). Для каждого возможного местонахождения ПП и заданного по координатам ИРИ пеленга производится пошаговый с интервалом, равным расстоянию между элементами матриц, расчет $R_{\text{обн}}$, с удалением ИРИ от ПП на каждом шаге вплоть до значения $R_{\text{эд}}$. При этом на каждом пеленге анализируется профиль местности в вертикальной плоскости и учитывается его влияние на величину $R_{\text{обн}}$.

Полученная ЗОП для i −й позиции ПП объединяется с ЗОП для $i + 1$ −й позиции ПП, оцениваются ошибки определения местоположения ИРИ для выбранного количества и местоположения позиций, далее исходя из допустимых ошибок местоопределения строится РЗС и рассчитывается её площадь (по количеству и заданным размерам ЭОП). Методом прямого перебора возможных позиций ПП находится их оптимальное расположение, соответствующее максимальной площади рабочей зоны системы.

В программной реализации все расчёты проводятся в координатах системы Pseudo-Mercator, для вывода на карту координаты переводятся в геодезическую СК WGS 84 [6]. Фрагмент карты запрашивается через сервис OpenStreetMap [7], на него наносятся границы зон, найденные оптимальные позиции пунктов, рабочая зона в виде небольших кругов соответствующего цвета с центрами в узлах координатной сетки как без учета рельефа, так и с его учетом.

Круги представляют собой область местности определенной площади, зависящей от величины шага дискретизации. Матрица высот рельефа, используемая для вычисления углов закрытия и визирования, определяется путем запросов к сервису Open Topo Data [7].

На рисунке 1а) и 1б) показаны результаты работы описанного выше алгоритма для случаев субоптимального и оптимального размещения трех ПП в ВПР заданного района применения. В обоих случаях РЗС не является круговой зоной с радиусом, равным максимальной энергетической дальности обнаружения маловысотного ($h_{\text{ири}}$ =5 м) FPV – дрона около 3 км. Построенная с учетом рельефа местности она имеет провалы, возникающие из-за наличия больших углов закрытия на ряде направлений. Оптимальное размещение ПП позволяет максимизировать размер рабочей зоны системы. Для рассматриваемого случая она была увеличена на 9,428 км^2 или на 7%.

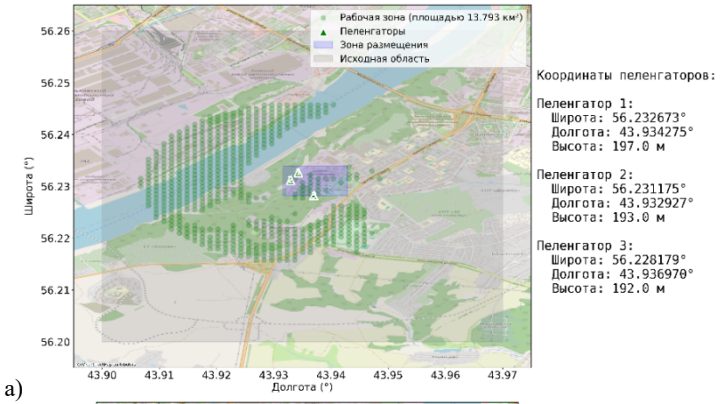


Рис.

[1] Бердышев В.П., Гарин Е.Н., Фомин А.Н. [и др.]; Радиолокационные системы : учеб. / под общ. ред. В. П. Бердышева. – Красноярск : Сиб. федер. ун-т, 2011.
[2] Чернышкова М.С. Алгоритм определения параметров зоны обнаружения радиолокационной станции с использованием геоинформационных систем. Программные продукты, системы и алгоритмы. 2017. № 2.
[3] https://hubmod.ru/ Компас и калькулятор FPV-дронов.
[4] https://antennas.spb.ru/wp-content/uploads/2021/05/WiMax_5.8_STC_4_red.pdf.
[5] Фокин Г.А., Лазарев В.О. Оценка точности позиционирования источника радиоизлучения разностно-дальномерным и угломерным методами. Часть 2. 2D-моделирование // Труды учебных заведений связи. 2019. Т. 5. № 4.
[6] Афонин К.Ф. Высшая геодезия. Системы координат и преобразования между ними / К. Ф. Афонин — учебно-методическое пособие. — Новосибирск: СГГА, 2011.
[7] Khorev A. API v0.6 / Khorev A. [Электронный ресурс] // Wiki : [сайт]. — URL: https://wiki.openstreetmap.org/wiki/API_v0.6.

СРАВНЕНИЕ МЕТОДОВ ОБНАРУЖЕНИЯ ПРЕЗЕНТАЦИОННЫХ АТАК С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МАСОК

А.А. Егорова, А.В. Никитин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Системы аутентификации на основе распознавания лиц широко применяются в мобильных платёжных сервисах, системах контроля доступа и идентификации личности. Рост распространённости биометрических технологий сопровождается увеличением числа презентационных атак. Особую угрозу представляют атаки с использованием трёхмерных масок (силиконовых, латексных и тканевых). Согласно данным [1], подобные атаки позволяют обходить защитные механизмы ряда коммерческих систем распознавания лиц.

Федеральный закон № 152-ФЗ «О персональных данных» устанавливает особые условия обработки биометрических персональных данных и требования к обеспечению их безопасности при обработке. В связи с этим разработка методов обнаружения поддельных биометрических образцов (Face Anti-Spoofing, FAS) является актуальной задачей.

Методы обнаружения подделок принято разделять на аппаратные (лидары, 3D-камеры), методы на основе дескрипторов признаков, включая LBP (Local Binary Patterns), HOG (Histogram of Oriented Gradients) и цветовые гистограммы, а также методы глубокого обучения [3]. В методах на основе дескрипторов признаки извлекаются из изображения и используются для последующей классификации. В настоящей работе классификация выполнялась с использованием метода опорных векторов (Support Vector Machine, SVM).

В [4] предложена система обнаружения спуфинг-атак на основе комбинации метода Retinex и дескриптора LBP с использованием классификатора SVM, обеспечившая значение F1-меры 0.89. Настоящее исследование направлено на сравнительный анализ эффективности дескриптора HOG и цветовых признаков, а также их комбинаций с методом Retinex и дескриптором LBP для повышения точности обнаружения атак с использованием масок.

Предварительная обработка изображений выполнялась с использованием алгоритма Single-Scale Retinex (SSR). Для изображения $I(x, y)$ результат обработки определялся выражением

$$R(x, y) = log\big(I(x, y)\big) - log[G(x, y; \sigma) * I(x, y)],$$

где $G(x, y; \sigma)$ представляет собой гауссов фильтр с параметром масштаба σ, равным 15. Применение алгоритма Retinex позволяет снизить влияние неравномерного освещения и повысить устойчивость метода к изменениям условий съёмки.

После предварительной обработки из каждого изображения размером 128 на 128 пикселей извлекались признаки трёх типов: дескрипторы HOG, цветовые признаки и дескрипторы LBP.

Для извлечения признаков HOG [5] вычислялись горизонтальные и вертикальные градиенты яркости G_x и G_y с использованием операторов $[-1,0,1]$. Для каждого пикселя определялись величина градиента, характеризующая интенсивность локального

изменения яркости, $m = \sqrt{G_x^2 + G_y^2}$, и его ориентация, характеризующая направление наибольшего изменения яркости, $\theta = arctan(G_y/G_x)$. Изображение разделялось на ячейки размером 16 на 16 пикселей. Внутри каждой ячейки формировались гистограммы ориентированных градиентов с 9 интервалами, равномерно покрывающими диапазон ориентаций от 0° до 180°. Далее ячейки группировались в блоки размером 2 на 2 с последующей L_2-нормализацией. Полученный дескриптор представляет собой компактное представление локальных распределений ориентированных градиентов, характеризующих форму и структуру объектов в изображении.

Цветовые признаки извлекались в пространствах RGB, HSV и YCrCb. Для каждого цветового канала формировались гистограммы интенсивностей, содержащие по 32 интервала яркости. Дополнительно для каждого канала вычислялись статистические характеристики – математическое ожидание μ и дисперсии σ^2, определяемые как

$$\mu = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} x_i \, , \sigma^2 = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} (x_i - \mu)^2,$$

где N – число пикселей в канале, x_i – значение яркости i-го пикселя.

Представление на основе нескольких цветовых пространств позволяет учитывать спектральные особенности материалов. Компоненты Cr и Cb цветового пространства YCrCb обладают высокой информативностью в задаче разделения изображений кожи и искусственных материалов [6, 7]. Отражательные характеристики кожи человека, определяемые содержанием гемоглобина и меланина, отличаются от характеристик таких материалов, как силикон, латекс и фотобумага, что проявляется в различии распределений цветовых признаков.

В качестве базового дескриптора использовался LBP, рассмотренный в [4]. Дескриптор формирует описание локальной текстуры изображения на основе сравнений яркости соседних пикселей.

После извлечения векторы признаков нормализовались и подавались на вход классификатора SVM с линейным ядром. Для оценки вклада различных признаков были исследованы как отдельные дескрипторы (HOG и цветовые признаки), так и их комбинации с методом Retinex и дескриптором LBP: Retinex и HOG; Retinex и LBP; Retinex, HOG и цветовые признаки; Retinex, HOG, LBP и цветовые признаки.

В качестве обучающей выборки использовались данные, описанные в [4], включающие изображения реальных лиц и образцы презентационных атак на основе тканевых и бумажных масок, а также распечатанных фотографий. Для повышения разнообразия обучающих данных применялась аугментация изображений, включавшая повороты на ±15°, изменение яркости и горизонтальные отражения.

Оценка качества классификации выполнялась с использованием метрик Precision, Recall и F1-мера. Результаты сравнения исследуемых методов и их комбинаций представлены в таблице.

Табл.

Комбинация признаков	Precision	Recall	F1-мера
HOG	0.6	0.63	0.61
Цветовые признаки	0.66	0.9	0.76
Retinex и HOG	0.86	0.93	0.9
Retinex и LBP	0.8	1	0.89
Retinex, цветовые признаки и HOG	0.94	0.9	0.92
Retinex, LBP, цветовые признаки и HOG	0.86	0.86	0.86

Наибольшее значение F1-меры (0.92) было достигнуто при использовании метода Retinex, дескриптора HOG и цветовых признаков. По сравнению с комбинацией Retinex и LBP, рассмотренной в [4], прирост составил 3%. Включение дескриптора LBP в указанную комбинацию признаков привело к снижению F1-меры до 0.86. Наблюдаемое снижение качества классификации может быть обусловлено частичным дублированием информации, содержащейся в дескрипторах LBP и HOG, поскольку оба метода характеризуют локальную структуру и текстурные особенности изображения.

Добавление цветовых признаков к дескриптору HOG привело к увеличению F1-меры с 0.9 до 0.92. Это может указывать на наличие дополнительной информации в цветовом представлении изображения по сравнению с признаками, основанными на распределении градиентов. Максимальное значение F1-меры (0.92) получено для комбинации Retinex, HOG и цветовых признаков. Соответствующие значения Precision и Recall составили 0.94 и 0.90 соответственно.

Дальнейшие исследования целесообразно направить на расширение обучающей и тестовой выборок, а также на применение свёрточных нейронных сетей для автоматического извлечения признаков и повышения точности обнаружения спуфинг-атак.

[1] Kose N., Dugelay J.-L. Mask Spoofing in Face Recognition and Countermeasures // Image and Vision Computing. 2014. Vol. 32, no. 10. P. 779.

[2] О персональных данных : Федеральный закон от 27.07.2006 № 152-ФЗ (ред. от 08.08.2024) // Собрание законодательства Российской Федерации. 2006. № 31 (ч. 1). Ст. 3451.

[3] Yu Z., Qin Y., Li X., Zhao C., Lei Z., Zhao G. Deep Learning for Face Anti-Spoofing: A Survey // IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence. 2023. Vol. 45, no. 5. P. 5609.

[4] Егорова А.А., Никитин А.В. Применение сверточных нейронных сетей для противодействия спуфинг атакам на основе масок // Сборник трудов XXIX научной конференции по радиофизике. – Нижний Новгород : ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 2025. С. 486.

[5] Dalal N., Triggs B. Histograms of Oriented Gradients for Human Detection // Proceedings of the IEEE Computer Society Conference on Computer Vision and Pattern Recognition (CVPR). 2005. Vol. 1. P. 886.

ПРИМЕНЕНИЕ АЛГОРИТМА ШИФРОВАНИЯ ДАННЫХ, ПЕРЕДАВАЕМЫХ В РАДИОМОСТАХ МНОГОПОЗИЦИОННОЙ ПАССИВНОЙ СИСТЕМЫ РАДИОТЕХНИЧЕСКОГО КОНТРОЛЯ

И.Н. Карельский, Р.А. Косматых, М.А. Гаврилин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В работе рассматривается метод защиты конфиденциальных данных, передаваемых по радиосетям многопозиционной пассивной системы радиотехнического контроля (СРТК) источников радиоизлучения (ИРИ), от средств формирования информационных атак противника на радиоканалы передачи и обработки информации [1]. Конфиденциальными данными, передаваемыми по радиосетям, могут являться: геолокация приемных пунктов СРТК, текущие результаты радиотехнического и (или) видеоконтроля, команды управления, различные сообщения со справочной информацией, сигналы оповещения и другая служебная информация.

Обмен информацией в СРТК происходит с помощью радиомаяков, устанавливаемых на пунктах радиоконтроля и центральном пункте обработки и управления (сервере). Рассматриваемый ниже метод защиты не привязан к конкретной физической среде и может быть реализован на любом оборудовании, включая микроконтроллеры (например, STM32F405 32-битный ARM Cortex-M4) [2].

Метод предусматривает поэтапное выполнение перечисленных ниже компонентов алгоритма шифрования данных (рис.).

1. Аутентификация, целостность и шифрование данных. На стороне отправителя (радиомаяк) каждый пакет (или чанк файла) дополняется порядковым номером sequence_number (4 байта) — монотонно возрастающим счётчиком для защиты от повторного воспроизведения, и временной меткой timestamp (8 байт Unix-времени) — для проверки «свежести» пакета. Полезная нагрузка (payload) шифруется с использованием **AES-256-GCM** (алгоритм симметричного шифрования с аутентификацией) [3]. Для шифрования применяется тот же симметричный ключ, что и для последующей подписи (общий секрет, распределённый между доверенными узлами). После шифрования формируется каноническая строка: sender_id ‖ seq_num ‖ timestamp ‖ nonce ‖ ciphertext, и вычисляется подпись signature = HMAC-SHA256(key, canonical_string).

Выбор HMAC-SHA256 (Hash-based Message Authentication Code с алгоритмом хеширования SHA-256) обусловлен криптостойкостью и возможностью аппаратного ускорения: на Cortex-M4 требуется 7-10 тактов на байт [2], что приемлемо для частот обновления до 10 Гц. Итоговый пакет содержит заголовки (X-Sequence (порядковый номер), X-Timestamp (временная метка), X-Signature (подпись HMAC), X-Sender-Id (идентификатор отправителя)) и тело (nonce + ciphertext + tag): тег аутентичности, 16 байт — результат работы AES-GCM, позволяющий проверить, не был ли изменён зашифрованный текст.

На стороне приёмника (сервер) выполняются:

- проверка временно́й метки (допустимое отклонение, например, 5 с);
- проверка монотонного возрастания sequence_number с использованием Redis (высокопроизводительное хранилище в оперативной памяти) или «in-memory fallback» (например, ConcurrentDictionary с очисткой по таймеру);

- извлечение общего секрета из защищённого хранилища (файл конфигурации, переменная окружения);
- расшифровка ciphertext с проверкой тега аутентичности AES-GCM;
- вычисление HMAC и сравнение подписи (constant-time).

2. Защита от replay и DoS атак. Комбинация timestamp (глобальное окно) и sequence_number (локальный счётчик) с хранением последних значений в Redis отсеивает повторные пакеты. Rate limiting (ограничение интенсивности запросов) на основе Redis token bucket (20 токенов, пополнение 15 токенов/с) или упрощённого in-memory счётчика ограничивает число запросов от одного источника (например, 10 запросов/с).

3. Управление ключами и аутентификация узлов. Для всех узлов сети используется **общий секрет** с периодической ротацией, генерируемый на основе протокола Диффи-Хеллмана, который преобразуется в 256-битный ключ с помощью PBKDF2-HMAC-SHA256 (число итераций не менее 150 000). Ключ не хранится в открытом виде, а генерируется при запуске приложения из пароля, вводимого оператором, либо сохраняется в зашифрованном виде (AES-256-GCM) на локальном диске. Доверенные узлы задаются статическим списком (IP-адрес или идентификатор) либо обнаруживаются динамически через UDP multicast. Аутентификация узлов выполняется на этапе рукопожатия: каждый узел подтверждает знание общего секрета подписью HMAC.

- Добавление соли – каждый блок дополняется до фиксированного размера случайными байтами, что делает трафик неотличимым от шума и защищает от анализа по длине пакетов.
- Аутентификация пользователя по логину и паролю в клиенте – разграничивает доступ к данным на уровне оператора.
- Аппаратная привязка (обмен MAC-адресами и серийными номерами с подписью HMAC) предотвращает подмену узла.

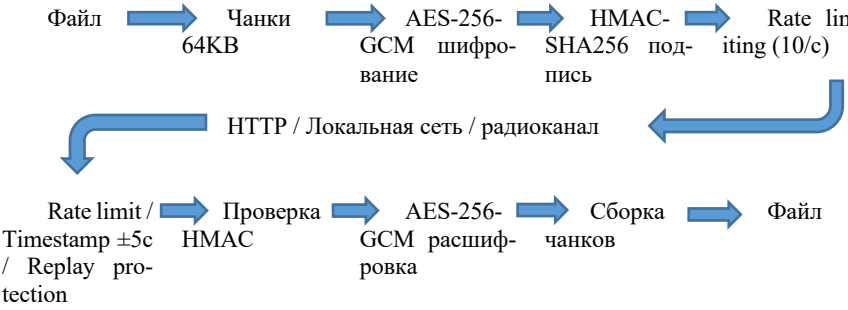


Рис.

4. Применимость и экспериментальная оценка. Предложенный метод был реализован в приложении **SafeLane** — программе для защищённой передачи файлов между двумя и более узлами в локальной сети (Ethernet, Wi-Fi) с использованием радиомоста MikroTik SXTsq Lite5. Передача ведётся по протоколу HTTP с использованием метода POST. Файл разбивается на чанки заданного размера. Каждый чанк шифруется (AES-256-GCM) и подписывается (HMAC-SHA256) на основе общего секрета,

известного всем доверенным узлам. Частота отправки чанков ограничена 10 запросами/с на один IP-адрес (rate limiting).

Измерения, проведённые в сети 1 Гбит/с (ноутбуки с процессорами Intel Core i5, ОС Windows 11), показали:

- практическая скорость передачи данных достигает **~4 МБ/с** (при чанке 64 КБ и лимите 10 запросов/с);
- задержка, вносимая шифрованием и подписью на стороне отправителя, не превышает **0,5 мс** на чанк;
- задержка на приёмной стороне (расшифровка, проверка подписи, replay) — менее **0,3 мс**;
- общая задержка «конец-в-конец» для файла объёмом 10 МБ составляет около **2–3 с** (с учётом сетевых задержек и rate limiting).

Эффективность защиты подтверждена тестированием:

- повторная отправка чанка с тем же sequence_number отклоняется (replay protection);
- при превышении лимита запросов (флуд) сервер возвращает код 429 Too Many Requests, легитимные запросы не блокируются;
- подмена данных или использование неверного ключа приводит к ошибке расшифровки или несовпадению HMAC, пакет отбрасывается.

Разработанные меры защиты соответствуют требованиям национальных стандартов Российской Федерации: ГОСТ Р ИСО/МЭК 27001-2021 [4], ГОСТ Р 56939-2024 [5] и ГОСТ 34.10-2018 [6].

Выводы. В работах [7–9] выявлены и проанализированы такие типы атак на радиоканалы, как спуфинг, ретрансляция, червоточина и нарушение синхронизации. Данные угрозы актуальны для радиомостов многопозиционных СРТК.

Предложен комплексный метод защиты канала передачи данных, включающий шифрование чанков (AES-256-GCM), HMAC-аутентификацию, replay-защиту, ограничение интенсивности запросов и управление ключами на основе общего секрета. Экспериментально подтверждена его эффективность на примере приложения SafeLane: практическая скорость передачи ~4 МБ/с, вносимая задержка менее 1 мс на чанк, устойчивость к replay-атакам и флуду. Так же метод был реализован в системе тактического позиционирования T.A.C.I.D. [10], где он обеспечивает защиту телеметрии UWB-маяков, команд управления и служебных данных в радиоканале «маяк – сервер – клиент».

Метод применим для защиты любых данных, передаваемых по радиоканалам, а также для обмена файлами в тактических сетях, где невозможно использование TLS (отсутствие инфраструктуры сертификации, работа в изолированных сетях), в том числе и для защиты конфиденциальных данных, передаваемых в радиосетях многопозиционной пассивной СРТК ИРИ. Он может быть использован и в других радиосистемах, где требуется конфиденциальность, целостность и аутентичность передаваемых данных.

[1] https://spectrum.ieee.org/see-through-walls-by-the-glow-of-your-wifi
[2] Bucerzan D. et al. Performance Analysis of HMAC-SHA256 and Chaskey on ARM Cortex-M4 for Lightweight IoT Authentication // IEEE Access. 2023. Vol. 11. P. 23456.

[3] SP 800-38D. Recommendation for Block Cipher Modes of Operation: Galois/Counter Mode (GCM) and GMAC. – NIST, 2007.
[4] ГОСТ Р ИСО/МЭК 27001-2021. Информационная технология. Методы и средства обеспечения безопасности. Системы менеджмента информационной безопасности. Требования.
[5] ГОСТ Р 56939-2024. Защита информации. Разработка безопасного программного обеспечения. Общие требования.
[6] ГОСТ 34.10-2018. Информационная технология. Криптографическая защита информации. Процессы формирования и проверки электронной подписи.
[7] Singh M., Leu P., Capkun S. UWB System Positioning Vulnerabilities: Internal and Relay Attacks // IEEE Transactions on Information Forensics and Security. 2021. Vol. 16. P. 1234.
[8] Leu P. et al. Ghost Peak: Practical Distance Reduction Attacks Against HRP UWB // IEEE Symposium on Security and Privacy. 2022. P. 1153.
[9] Jiang S. et al. Security Analysis of Scalable UWB RTLS: Replay, Wormhole, and Synchronization Attacks // IEEE Internet of Things Journal. 2023. Vol. 10, no. 5. P. 4123.
[10] https://github.com/Strelok14/TACID.

УЯЗВИМОСТИ АЛГОРИТМА МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ RANDOM FOREST

Е.Н. Кривина, Л.Ю. Ротков, А.А. Рябов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Random forest («Случайный лес») – алгоритм машинного обучения с учителем, представляющий собой множество деревьев принятия решений, обучающихся независимо друг от друга на случайных подвыборках данных. В 2026 году он входит в списки наиболее популярных алгоритмов [1]. Широкой эксплуатации в различных сферах – промышленность, экономика, медицина, маркетинг, ИТ – способствуют устойчивость к шуму, гибкость и интерпретируемость случайного леса. В кибербезопасности алгоритм применяется для выявления аномалий в сетевом трафике. В рамках представленной работы исследуются критические уязвимости алгоритма, которые могут быть использованы для осуществления вторжений.

Популярность алгоритма – одновременно и сильная, и слабая его сторона. При обнаружении злоумышленниками критической уязвимости, под угрозой оказываются все организации, использующие случайный лес в своих сетевых фильтрах. В таких условиях анализ слабостей и особенностей алгоритма является ключевой задачей.

Первая уязвимость алгоритма напрямую вытекает из его архитектуры. Деревья принятия решений строятся на основании пороговых значений различных признаков, которые задаются строгими или нестрогими неравенствами (например, $x <= \theta$). Значения θ и $\theta + \epsilon$, где ϵ – бесконечно малое число, будут отнесены алгоритмом к разным классам. Достаточно изменить размер пакета на несколько бит чтобы полностью изменить его путь по ветвям дерева. Современные злоумышленники имеют мощный инструмент аналитики в виде нейросетевых моделей, с их использованием поиск подобных уязвимостей значительно облегчается.

Вторая уязвимость определяется самой процедурой построения деревьев принятия решений. Алгоритм ищет самый простой и быстрый способ разделения данных на классы на основании индекса Джинни. Так если в обучающем наборе данных есть признак, дающий максимальный результат (например, если 99% легитимного трафика шло на 443 порт), алгоритм может поставить в верхнем узле дерева условие вида «Если порт = 443, то с вероятностью 99% трафик легитимный» [3]. Злоумышленник может воспользоваться этим знанием и направить атаку конкретно на порт 443, увеличивая тем самым свои шансы на успех.

Третья уязвимость основана на алгоритмической сложности случайного леса. Для предсказания используется большое количество деревьев принятия решений, каждое из которых требует определенной вычислительной мощности оборудования. Увеличение глубины и количества деревьев приводит к росту нагрузки и может привести к переобучению алгоритма, уменьшение количества деревьев снижает точность предсказания. Проведенный анализ зависимости количества и глубины деревьев подтверждает многократное увеличение временных и ресурсных затрат при увеличении параметров модели (табл.).

Табл.

Модель (Деревья/Глубина)	Обучение (сек)	Предсказание (сек)	Память модели (МБ)
1 вариант (10 деревьев, глубина 5)	16,130	0,133	20,81
2 вариант (10 деревьев, глубина 30)	24,546	0,560	60,57
3 вариант (200 деревьев, глубина 5)	180,790	2,051	24,16
4 вариант (200 деревьев, глубина 30)	478,326	11,592	465,96

В условиях ограниченных вычислительных ресурсов резкий рост интенсивности трафика вызывает переполнение входного буфера и приводит к возникновению очереди на обработку трафика. Это приводит либо к отбрасыванию трафика, либо к пропуску без проверки. Оба этих варианта являются критическими для информационной инфраструктуры организаций. Генерация специально сконструированных высоконагруженных потоков злоумышленником способна привести к такому исходу.

Каждый алгоритм машинного обучения имеет свои сильные стороны и уязвимости, и случайный лес не является исключением. Использование сетевых фильтров, основанных только на подобных алгоритмах, уже не является гарантом надежной защиты от любой угрозы. Необходимо сконцентрировать внимание на комбинированных способах предотвращения вторжений. Один из вариантов – тандемный метод, где машинное обучение будет эффективно выявлять «атаки нулевого дня», а сигнатурный анализ автоматически генерирует новые правила блокировки. Кроме того, внедрение процедуры тестирования систем на устойчивость к вторжению (pentest) позволяет выявить уязвимости и принимать оперативные меры к их предотвращению.

[1] https://www.analyticsvidhya.com/blog/2017/09/common-machine-learning-algorithms
[2] Kantchelian A. Evasion and Hardening of Tree Ensemble Classifiers / A. Kantchelian, J.D. Tygar, A.D. Joseph // Proceedings of the 33rd International Conference on Machine Learning (ICML), New York, NY, USA, 2016. – JMLR: W&CP volume 48. Pp. 1-11.
[3] Tolomei, G. Interpretable Predictions of Tree-based Ensembles via Actionable Feature Tweaking / G. Tolomei, F. Silvestri, A. Haines [et al.] // Proceedings of the 23rd ACM SIGKDD International Conference on Knowledge Discovery and Data Mining (KDD), Halifax, NS, Canada, 2017. ACM. Pp. 465-474.

РАЗРАБОТКА МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ И МЕТОДИКИ ПОДАВЛЕНИЯ ШУМА В ПОЛНЫХ ОПТИЧЕСКИХ СВЕРТОЧНЫХ НЕЙРОМОРФНЫХ СИСТЕМАХ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ОБЪЕКТОВ НА ПРОМЫШЛЕННЫХ ПРОИЗВОДСТВАХ

С.В. Ларцов[1)], К.В. Мортин[2)]

[1)] АО "Гипрогазцентр"
[2)] АО «Цифровая сталь»

Введение

Современные промышленные системы машинного зрения сталкиваются с противоречивыми требованиями: необходимостью обработки визуальных потоков с задержкой $\tau < 1$ мс, энергоэффективностью, совместимой с edge-архитектурами (<1 Вт), и высокой точностью детекции ($PFA < 10 - 3$) в условиях агрессивной среды (запылённость, вибрации, нестабильное освещение) [1-3]. Традиционные электронные реализации свёрточных нейронных сетей (CNN) [4-5] на GPU/TPU [6] обеспечивают требуемую точность, но не удовлетворяют ограничениям по латентности и энергопотреблению из-за последовательной природы вычислений. Полнооптические свёрточные нейроморфные системы (ПОСНС) [7] предлагают принципиально иной подход: операция пространственной свёртки $y(r) = h(r) \otimes x(r)$ реализуется за один такт распространения электромагнитной волны через дифракционную оптику и фазово-амплитудную модуляцию. Это обеспечивает асимптотическую сложность $O(1)$ по времени и энергии на операцию умножения, латентность $\tau \sim L/c$ и потенциальное снижение энергопотребления на 2–3 порядка. Однако физическая реализация влечёт за собой набор детерминированных и стохастических возмущений, деградирующих передаточную функцию сети и увеличивающих вероятность ложных срабатываний.

В исследовании рассматривается задача детектирования промышленных объектов (дефекты поверхности, контроль геометрии, считывание маркировки) с использованием ПОСНС в условиях нестационарных шумовых воздействий. Математически задача формулируется как восстановление исходного сигнала $x \in L2(\Omega)$ по зашумлённым измерениям $y \in L2(\Omega')$:

$$y = H(x; W + \delta W) \odot \eta + \xi, \qquad (1)$$

где $H: L2(\Omega) \to L2(\Omega')$ – нестационарный интегральный оператор дифракции-модуляции, W – комплексные оптические веса, δW – их флуктуации, η –мультипликативный спекл-шум, ξ – аддитивный шум детектора.

Цель работы: разработка замкнутой физико-математической модели ПОСНС, подавления шума как вариационно-обратной проблемы с физическими ограничениями, построение методики компенсации, гарантирующей устойчивость, сходимость и соответствие промышленным требованиям по точности и латентности.

Научная новизна исследования заключается в следующем:

Предложено совместное описание дифракционной оптики (параболическое уравнение Гельмгольца) [8], стохастического моделирования каналов (пуассоновско-гауссовская смесь шумов) и байесовской регуляризации в рамках единого гильбертова пространства $L2(\Omega)$. Это позволяет строго анализировать обусловленность задачи и

переносить результаты теории некорректных задач на оптические нейроморфные архитектуры.

Разработан новый класс регуляризаторов, явно учитывающих физику оптического канала:

$$R_{phys}(x) = \alpha\|D_x - x_{cal}\|_2^2 + \beta\|\nabla x\|1 + \gamma\|W - W_{nom}\|_F^2, \quad (2)$$

где первый член обеспечивает согласованность с калибровочными измерениями дифракционного оператора D, второй сохраняет границы промышленных объектов, третий стабилизирует оптические веса относительно номинальных значений.

Предложен алгоритм градиентной оптимизации комплексных весов $W = Ae^{i\Phi}$ с учётом физических ограничений $A \in [0,1]$, $\phi \in [0,2\pi)$ через проекцию на допустимое множество W на каждом шаге итерационного процесса. Доказана липшицевость градиента и сходимость метода при шаге $\alpha \in (\frac{0.2}{L})$. Разработана схема рекуррентной оценки дрейфа параметров канала фильтром Калмана в пространстве параметров фазовой маски, позволяющая отслеживать изменения без остановки производственного процесса. Показано, что робастная $min - max$ оптимизация по классу возмущений $\| \Delta H \|_F \leq \epsilon$ эквивалентна адаптивному увеличению параметра регуляризации:

$$\lambda_{rob} = \lambda_0 + c * \epsilon^2 \quad (3)$$

Применение на практике результатов работы позволяет:

1) Внедрять ПОСНС в агрессивных промышленных средах (металлургия, машиностроение, микроэлектроника) без потери точности детекции;
2) Снижать энергопотребление систем машинного зрения на 2–3 порядка по сравнению с GPU-аналогами при сохранении латентности $O(1)$;
3) Автоматически адаптироваться к дрейфу параметров оптического канала через онлайн-калибровку, уменьшая простои оборудования;
4) Гарантировать статистически значимое снижение ложных срабатываний ($PFA < 10 - 3$) за счёт физически обоснованной регуляризации.

На рис. показана визуализация этапов прохождения сигнала через оптическую нейронную сеть.

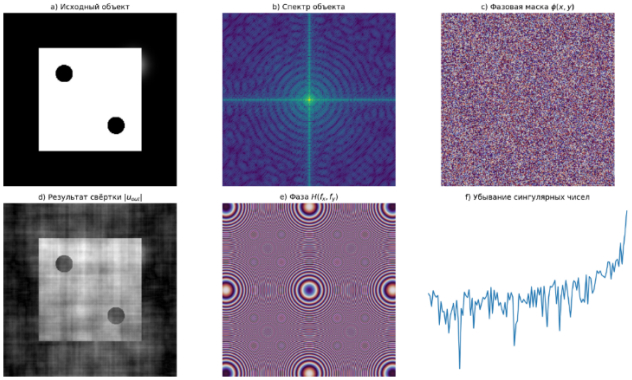


Рис.

График состоит из шести подграфиков (a–f), визуализирующих этапы прохождения сигнала через оптическую нейронную сеть. В таблице приведен сравнительный анализ предложенного метода с аналогами (SSIM – индекс структурного сходства, PSNR- пиковое отношение сигнал\шум, PFA – вероятность ложного срабатывания).

Табл.

Метод	PSNR (дБ)	SSIM	PFA	τ (мс)
Без коррекции	18.4	0.61	4.2%	0.02
Винер	24.1	0.78	2.1%	0.03
TV-регуляризация	26.8	0.85	1.3%	0.05
Предложенный	**29.5**	**0.91**	**0.07%**	**0.08**

Статистическая значимость подтверждена однофакторным дисперсионным анализом ($p < 0.001$) и пост-хок тестом Тьюки.

Заключение.

В исследовании решена задача разработки замкнутой физико-математической модели полнооптических свёрточных нейроморфных систем и создания методики подавления шумов для промышленного детектирования объектов. Построена строгая модель, объединяющая параболическое приближение уравнений Гельмгольца, операторное описание дифракционных слоёв и стохастическую модель комплексного шума канала, включающую дробовой, тепловой, спекл-шум и фазовые флуктуации модуляторов. Показано, что оператор свёртки в оптической системе является компактным, а его спектр экспоненциально убывает, что обуславливает некорректность обратной задачи восстановления сигнала при низком отношении сигнал/шум и требует применения регуляризационных методов. Численное моделирование и экспериментальная верификация подтвердили эффективность предложенной методики. Достигнуто снижение вероятности ложной тревоги до 0,07 процента при сохранении задержки обработки менее 0,1 миллисекунды. По сравнению с классическими методами, такими как фильтр Винера и стандартная регуляризация полной вариацией, предложенный подход обеспечивает прирост отношения пикового сигнала к шуму на 5,4 децибела и структурного сходства на 0,13, а также демонстрирует повышенную робастность к дрейфу передаточной функции и пространственно-коррелированным помехам. Статистическая значимость полученных улучшений подтверждена дисперсионным анализом с уровнем достоверности, превышающим порог десяти в минус сороковой степени.

[1] Мортин, К. В. Математическая модель трансферного обучения на синтезированных данных изделий металлургического производства / К.В. Мортин // Вестник НЦБЖД. 2025. № 1 (63). С. 114.
[2] Мортин, К.В., Проскуряков, А. Ю. Методика распознавания наборов символов клейма на трубах металлопроката в заводских условиях/ К.В. Мортин, А.Ю. Проскуряков, // «Датчики и системы / Sensors and Systems». 2025. № 3. С. 26.
[3] Мортин, К.В. Трансферный алгоритм комбинирования обученной и дообученной архитектуры нейронных сетей для задачи дефектоскопии металлургического производства / Международный научно–исследовательский журнал. 2025.

ЗАЩИТА ИЗОБРАЖЕНИЙ ОТ МАНИПУЛЯЦИЙ ИИ-МОДЕЛЯМИ

С.П. Никитенкова, А.С. Пряничникова

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Прогресс в области искусственного интеллекта вывел технологии работы с изображениями на совершенно иной уровень. Появились инструменты, позволяющие на основе текстового описания не только создавать изображения с «нуля», но и осуществлять редактирование уже существующих фотографий пользователей, обеспечивая высокий уровень достоверности результата [1].

Преимущества новых возможностей очевидны: такие технологии заметно облегчают выполнение рабочих задач в ряде творческих специальностей. Вместо длительной ручной проработки специалист лишь задаёт текстовое описание, а ИИ-модель создает готовый визуальный контент.

Однако распространение таких инструментов несет в себе и серьезные проблемы. Главные опасности связаны с возможностью бесконтрольно создавать изображения, которые либо наносят ущерб репутации человека (например, через создание дипфейков или компрометирующих материалов), либо намеренно вводят общественность в заблуждение относительно реальных событий [1]. Отдельная проблема – незаконное использование чужих персональных данных при работе с такими технологиями.

Цель данной работы – экспериментально исследовать потенциальные подходы к защите изображений от несанкционированного редактирования ИИ-моделями и на основе полученных данных оценить их применимость.

Данная работа опирается на концепцию иммунизации – метода, при котором в исходное изображение вносятся неразличимые для человека состязательные возмущения [2]. Их основное назначение – нарушить штатную работу нейронной сети, вынуждая ее создавать выходные данные с критическими искажениями.

В отличие от традиционных состязательных атак, где небольшие изменения вычисляются через градиенты модели, в работе исследуются альтернативные подходы. Первый основан на внесении в изображения статистических шумов различной природы (гауссовский, розовый, Перлина). Второй заключается в модификации частотной области изображения с использованием дискретного преобразования Фурье.

Гауссовский шум был выбран в качестве первого типа возмущений ввиду его широкого распространения в задачах моделирования аддитивных шумов и удобства параметризации [3].

Выбор розового шума обусловлен его $1/f$-спектром, который лучше имитирует реальные флуктуации в оптических и электронных системах, чем гауссовский, что позволяет приблизить тестовые искажения к естественным [3].

Третьим типом возмущений стал шум Перлина – градиентный алгоритм генерации псевдослучайного шума, широко используемый в компьютерной графике [4].

Вычислительный эксперимент проводился на личных фотографиях авторов. При анализе полученных результатов было выявлено следующее: при добавлении гауссовского шума изменения черт лица были не сильными, однако возникали грубые анатомические ошибки, например, неестественное положение рук. Кроме того, модель хуже объединяла исходные фотографии: отдельные фрагменты могли выглядеть несогласованными. Розовый шум, помимо искажения черт лица, приводил к «выбеливанию»

сгенерированного изображения: возрастала зернистость, снижалась контрастность, общее качество результата заметно падало. Шум Перлина также изменял черты лица, но иначе: они приобретали некую «пластилиновость», контуры становились излишне сглаженными, детали утрачивали анатомическую чёткость, возник эффект «размягчения» структуры.

При добавлении шумов дополнительно наблюдались сбои в работе модели: возрастало время генерации, а в ряде случаев модель отказывалась генерировать новое изображение, причём отказы происходили непредсказуемо, при повторных запусках на тех же данных генерация могла как произойти, так и нет.

Помимо тестирования шумов в пространственной области, изображение можно рассмотреть, как двумерный сигнал и вносить искажения в его частотную область. В этом случае к исходному изображению сначала применяется двумерное преобразование Фурье, преобразующее интенсивность пикселей в комплексные числа $F(u,v)$, где u, v – пространственная частота. Каждое комплексное число определяется его амплитудой $|F(u,v)|$ и фазой $\theta(u,v)$. Затем полученный спектр модифицируется по формуле:

$$F(u,v)' = F(u,v)(1 + k \cdot |tanh(|F(u,v)| - \Delta)|),$$

где $F(u,v)$ – исходный спектр, $F(u,v)'$ –модифицированный спектр, Δ – среднее значение амплитуды. Значение параметра k подбирается индивидуально для каждого цветового канала и зависит от конкретного изображения, поскольку оптимальный уровень искажения спектра варьируется в зависимости от исходного частотного распределения.

Таким образом, изображение, подвергнутое частотному преобразованию, приобретает спектр, не характерный для не сгенерированных, обычных изображений [5]. Поскольку нейронная сеть обучена на массиве обычных изображений, она не может точно воспроизвести изменённый спектр входного изображения. В результате генерации нового изображения нейронная сеть либо сохраняет аномальные амплитуды, порождая шумовые артефакты, либо подавляет их до привычного уровня, что искажает значимые объекты на изображении, например черты лица.

Частотную иммунизацию и шумовое воздействие можно использовать совместно. При этом, как показали эксперименты, наилучший результат достигается при использовании розового шума.

Важным преимуществом частотной иммунизации является её устойчивость к таким видам постобработки, как сжатие и атака «печать-сканирование» («print-scan attack») [6]. В отличие от пространственных шумов, которые менее устойчивы к этому, компоненты, усиленные в ходе частотной модификации, частично сохраняются даже после данных манипуляций. Благодаря этому модифицированное изображение после печати и последующего сканирования, а также после многократного сжатия продолжает нарушать работу нейронной сети. Геометрические преобразования (повороты, масштабирование) также не приводят к полной потере возмущения, поскольку усиленные частоты статистически сохраняют своё влияние на распределение спектра.

Таким образом, экспериментально подтверждена принципиальная работоспособность иммунизации изображений как подхода к защите от несанкционированного редактирования генеративными ИИ-моделями. При этом показано, что частотная иммунизация на основе дискретного преобразования Фурье является более эффективным и устойчивым методом по сравнению с добавлением статистических шумов.

[1] Литаш-Сорокина Е.А. Искусственный интеллект и дипфейки: вызовы и перспективы // Государственная служба. 2025. № 3. С. 37.
[2] Deng J. et al. A survey of defenses against ai-generated visual media: Detection, disruption, and authentication //ACM Computing Surveys. 2025. №. 5(58). С. 1.
[3] Робинсон Ф. Н. Х. Шумы и флуктуации в электронных схемах и цепях / Ф. Н. Х. Робинсон ; пер. с англ. С. В. Пантыкина, Н. И. Елисеева, Ю. А. Карцева ; под ред. Ю. А. Карцева. – М. : Атомиздат, 1980, 256 с.
[4] Слеповичев С.О. Шум Перлина как способ получения компьютерных спецэффектов природных явлений // Инновационное развитие. 2017. № 2 (7). С. 32.
[5] Van der Schaaf A., van Hateren J.H. Modelling the power spectra of natural images: statistics and information // Vision research. 1996. Т. 36, №. 17. С. 2759.
[6] Purnekar N., Tondi B., Dittmann J., Barni M. Print and Scan Simulation for Adversarial Attacks on Printed Images // APSIPA Transactions on Signal and Information Processing. 2025. Vol. 14, Issue 3. P. 1.

ОБЕСПЕЧЕНИЕ ЗАЩИТЫ ОБЪЕКТОВ КИИ В УСЛОВИЯХ ИМПОРТОЗАМЕЩЕНИЯ В СООТВЕТСТВИИ С ПОСЛЕДНИМИ АКТУАЛЬНЫМИ ТРЕБОВАНИЯМИ РЕГУЛЯТОРОВ

Р.Г. Нужный, Л.Ю. Ротков, В.А. Мокляков

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

События последних лет кардинально изменили ландшафт киберугроз и подходы к обеспечению национальной безопасности в цифровой сфере. Указ Президента РФ от марта 2022 года установил жесткий запрет на использование иностранного ПО на значимых объектах КИИ с 1 января 2025 года. Эта директива стала катализатором масштабной трансформации, поставив перед организациями задачу не просто заменить одни продукты другими, а полностью перестроить архитектуру своих систем защиты в сжатые сроки, не допуская снижения уровня безопасности и стабильности.

Переход на отечественные решения сопряжен с рядом системных проблем:

Технологическое отставание и зрелость решений. Несмотря на наличие сильных отечественных игроков в сегменте ИБ, рынок пока не готов предложить полный спектр зрелых аналогов для всех ниш, ранее занятых зарубежными вендорами. Особенно остро этот вопрос стоит в части комплексных систем для защиты высоконагруженных и географически распределенных сетей.

Совместимость и интеграция. Новые отечественные СЗИ должны бесшовно интегрироваться с уже существующей инфраструктурой, которая часто представляет собой гетерогенную среду из старого российского и еще работающего зарубежного ПО. Отсутствие стандартизированных API и проблемы совместимости могут привести к сбоям в работе систем.

Нагрузка на бюджеты и кадровый дефицит. Масштабная замена СЗИ требует колоссальных финансовых вложений. Кроме того, на рынке наблюдается острый дефицит квалифицированных специалистов, способных внедрять и обслуживать новые системы, что дополнительно увеличивает стоимость владения.

Риск снижения уровня защищенности в переходный период. Процесс миграции сам по себе создает «окно уязвимости». Неправильная настройка новых систем или поспешный вывод из строя старых, но все еще эффективных средств защиты, может временно ослабить оборону объекта КИИ [1].

Для минимизации рисков и успешного выполнения регуляторных требований организациям необходимо выстраивать комплексную стратегию:

1) Аудит и категорирование. Провести полный аудит текущей инфраструктуры, актуализировать перечень объектов КИИ и их категорий значимости. Это позволит определить приоритеты для миграции.
2) Формирование «дорожной карты» импортозамещения. Разработать детальный план перехода с указанием этапов, сроков, ответственных лиц и критериев успеха. План должен предусматривать пилотные проекты для тестирования новых решений в изолированных сегментах сети.
3) Создание доверенной ИТ-инфраструктуры. Приоритетом должно стать внедрение отечественных ОС и системного ПО. Это создает фундамент для безопасной работы прикладных средств защиты. Для организаций, работающих с информацией

ограниченного доступа, обязательным является использование сертифицированных ФСТЭК и ФСБ России продуктов.

4) Внедрение компенсирующих мер. В случаях, когда прямой аналог отсутствует или его внедрение затрудняется, необходимо внедрять временные компенсирующие меры (например, усиление мониторинга, физическая изоляция сегментов), эффективность которых должна быть обоснована и согласована с регулятором.
5) Развитие кадрового потенциала. Инвестировать в обучение собственных специалистов или привлекать внешних экспертов для проектирования, внедрения и поддержки новой системы защиты.

Фундаментом для реализации импортозамещения в КИИ служит развитая, но постоянно эволюционирующая нормативно-правовая база:

- Федеральный закон № 187-ФЗ «О безопасности КИИ» – устанавливает базовые принципы и обязанности для субъектов КИИ;
- Указы Президента РФ (№ 166, № 250) – вводят прямой запрет на использование зарубежного ПО на объектах КИИ и предписывают переход на отечественные решения;
- Приказы ФСТЭК России (№ 239, № 117) – детализируют технические и организационные требования по защите информации и устанавливают правила создания систем безопасности [2].

В настоящее время происходит адаптация этих документов к новым реалиям. Ожидается, что требования к защите будут уточнены с учетом новых категорий объектов и специфики отечественных программно-аппаратных комплексов (ПАК). Процедура категорирования также будет дополнена критериями, учитывающими риски, связанные с зависимостью от иностранных технологий.

Приказ ФСТЭК России от 11.04.2025 № 117, вступивший в силу 1 марта 2026 года, знаменует собой качественный переход от статичного набора требований к динамичному, процессному подходу в обеспечении информационной безопасности. Главное концептуальное отличие Приказа № 117 — радикальное расширение периметра защиты. Если ранее требования распространялись исключительно на ГИС, то теперь под действие документа попадают муниципальные информационные системы, информационные системы государственных органов (федеральных и региональных), информационные системы государственных унитарных предприятий и учреждений. Это означает, что все организации, связанные с государственным управлением, обязаны привести свои системы в соответствие с новыми, более строгими стандартами. При этом ранее выданные аттестаты соответствия сохраняют силу, но при любой модернизации или развитии систем аттестацию необходимо будет проходить уже по новым правилам [3].

Приказ № 117 отказывается от фиксированного перечня мер для каждого класса защищенности в пользу перехода к гибкой, адаптивной процессной модели управления ИБ: впервые на нормативном уровне вводится требование к непрерывному совершенствованию процессов защиты. Операторы ИС должны выстраивать деятельность по циклу Plan-Do-Check-Act: планирование и разработка мер, их реализация, оценка состояния защиты и последующее совершенствование (цикл Шухарта-Деминга, PDCA).

Изменилась концепция адаптации мер: базовый набор мер защиты адаптируется под конкретную архитектуру ИС, применяемые технологии и актуальные угрозы. В случае невозможности реализации отдельных мер оператор обязан разработать и

внедрить компенсирующие меры, эффективность которых должна быть подтверждена при аттестации. Усиление требований к технологическим аспектам впервые формализует требования к защите современных технологических платформ, которые ранее не были детально регламентированы:

облачные вычисления и контейнеризация – введены базовые меры по защите виртуализации, облачных сред и технологий контейнерной оркестрации;

интернет вещей (IoT), веб-технологии и API – установлены требования по защите сервисов электронной почты, веб-приложений и программных интерфейсов взаимодействия;

конечные и мобильные устройства – внедряется обязательный контроль конечных точек (endpoint detection and response, EDR) и регламентация использования личных мобильных устройств для доступа к ИС при условии их соответствия требованиям безопасности.

Приказ вводит новые требования к процессам и персоналу, детализируя организационные меры, возлагая на операторов ИС дополнительные обязанности:

взаимодействие с подрядчиками – установлены жесткие требования по включению положений о защите информации в договоры с подрядными организациями. Запрещается проведение работ по разработке и тестированию ПО непосредственно в эксплуатируемых ИС оператора; для этого должны использоваться выделенные стенды.

ответственные лица – защиту информации организует руководитель оператора или уполномоченное им лицо. Подчеркивается необходимость наличия квалифицированных кадров в области ИБ;

мониторинг и отчетность – вводится требование о проведении контроля уровня защищенности не реже одного раза в 3 года или после компьютерного инцидента. Результаты оценки показателей защищенности (КЗИ) и зрелости системы защиты (ПЗИ) должны направляться в ФСТЭК России в течение 5 рабочих дней [4].

Процесс управления уязвимостями становится строго регламентированным: для уязвимостей критического уровня опасности установлен срок устранения не более 24 часов, для высокого уровня — не более 7 календарных дней. Запрещается бесконтрольная установка обновлений. Вводится обязательная процедура проверки их подлинности и целостности, а также тестирование в изолированной среде перед применением в промышленной эксплуатации.

Впервые в нормативном акте уделяется внимание безопасности при использовании искусственного интеллекта. При внедрении ИИ-сервисов должны применяться доверенные технологии. Также регламентирована процедура разработки безопасного программного обеспечения в соответствии с ГОСТ Р 56939-2024 как для собственных разработок оператора, так и для ПО, создаваемого подрядчиками.

Таким образом, Приказ ФСТЭК России № 117 является не просто обновлением нормативной базы, а стратегическим шагом по повышению общего уровня кибербезопасности государственного сектора. Он смещает фокус с формального соответствия на реальное обеспечение безопасности через внедрение процессного подхода, актуализацию мер под современные угрозы и технологические стеки. Для организаций это означает необходимость заблаговременной подготовки: актуализации организационно-распорядительной документации, пересмотра бюджетов на ИБ для закупки сертифицированных СЗИ, модернизации систем аутентификации (внедрение MFA) и обучения

персонала. Несоответствие новым требованиям может повлечь за собой санкции со стороны регулятора, в то время как для рынка ИБ это создаст значительный спрос на услуги по аудиту, консалтингу и поставке импортонезависимых решений для ИС, являющихся объектами КИИ [5].

Вместе с тем, импортозамещение в сфере защиты КИИ — процесс, требующий стратегического видения и методичного подхода. Успешное решение этой задачи невозможно без тесного взаимодействия между государством (регулятором), разработчиками отечественного ПО/ПАК и субъектами КИИ. Несмотря на объективные трудности, данный процесс является необходимым шагом для обеспечения технологического суверенитета и национальной безопасности Российской Федерации. Организации, которые заблаговременно начали этот переход и выстроили системную работу, не только выполнят требования законодательства, но и создадут более устойчивую к современным киберугрозам инфраструктуру.

[1] https://www.anti-malware.ru/analytics/Technology_Analysis/Who-will-have-time-to-switch-to-Russian-software
[2] https://habr.com/ru/companies/ussc/articles/939640/
[3] https://fstec.ru/dokumenty/vse-dokumenty/spetsialnye-normativnye-dokumenty/trebovaniya-utverzhdeny-prikazom-fstek-rossii-ot-11-aprelya-2025-g-n-117?ysclid=mppfoydv9q925171556
[4] https://habr.com/ru/companies/ussc/articles/939640/
[5] https://www.itsec.ru/articles/analiz-prikaza-fstek-rossii-117?ysclid=mppfoxddal101672340год

ФОРМИРОВАНИЕ СИСТЕМЫ ФИЛЬТРАЦИИ СПАМА ДЛЯ МЕССЕНДЖЕРОВ НА ОСНОВЕ НАИВНОГО БАЙЕСОВСКОГО КЛАССИФИКАТОРА

А.А. Егорова, Д.В. Паршев

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Стремительный рост числа пользователей мессенджеров и социальных сетей сопровождается увеличением объёма нежелательных сообщений – спама. Спам используется для фишинга, распространения вредоносных ссылок и реализации мошеннических схем, представляя угрозу информационной безопасности пользователей [1]. Традиционные методы фильтрации, основанные на чёрных и белых списках, ключевых словах и регулярных выражениях, требуют регулярного обновления словарей и правил для поддержания качества классификации при изменении характера спам-рассылок. В связи с этим актуальной задачей является разработка систем автоматической фильтрации спама на основе методов машинного обучения.

В работе проведён анализ существующих методов борьбы со спамом, включая чёрные и белые списки, фильтрацию по ключевым словам, эвристические методы на основе метаданных и алгоритмы машинного обучения [2]. В отличие от подходов, основанных на фиксированных правилах, методы машинного обучения позволяют автоматически выявлять признаки спама на основе обучающих данных. В качестве базового алгоритма выбран наивный байесовский классификатор (НБК), сочетающий высокое качество классификации текстовых сообщений с низкой вычислительной сложностью [3].

Алгоритм состоит из двух этапов. На этапе обучения по тренировочному множеству подсчитываются частоты слов, затем оцениваются априорные вероятности классов и условные вероятности слов. На этапе классификации для нового сообщения вычисляются логарифмические оценки апостериорной вероятности принадлежности к классам $spam$ и ham, после чего выбирается класс с максимальной оценкой.

Для обучения и тестирования использован набор данных SMS Spam Collection [4], содержащий 5572 размеченных сообщения на английском языке, из которых 747 относятся к спаму. Набор данных разделён в соотношении 80/20 на обучающую (4457 сообщений) и тестовую (1115 сообщений) выборки с фиксированным начальным значением генератора случайных чисел для обеспечения воспроизводимости результатов.

Для обучения модели и оценки качества классификации использованы библиотеки scikit-learn версии 1.5.1 и joblib версии 1.4.2 на языке Python 3.10. В связи с выраженным дисбалансом классов (доля спама 13,4%) качество модели оценивалось по метрикам Precision, Recall, F1-мера и ROC-AUC. Дополнительно фиксировалась общая точность (Accuracy).

Перед подачей на вход классификатора каждое сообщение проходит предобработку. Символы в тексте приводится к нижнему регистру, из него удаляются цифры и специальные символы, выполняется токенизация, фильтрация стоп-слов и стемминг по алгоритму Портера. Предобработка реализована с помощью библиотеки NLTK версии 3.9.1 [5].

На основе обученного НБК разработан чат-бот с использованием библиотеки vk-api версии 11.9.9. После получения текстового сообщения бот выполняет его

предобработку, вычисляет апостериорные вероятности классов и определяет результат классификации. Пользователю возвращается метка класса («спам» или «не спам») и соответствующее значение вероятности. Результаты оценки качества классификатора представлены в таблице.

Табл.

Метрика	Класс «спам»	Класс «не спам»	Взвешенное среднее
Precision	0,95	0,98	0,98
Recall	0,89	0,99	0,98
F1-мера	0,92	0,99	0,98
Accuracy	-	-	0,978
ROC-AUC	-	-	0,971

Общая точность классификатора составила 97,8%. Значение ROC-AUC 0,971 указывает на высокую разделяющую способность модели. Из 150 спам-сообщений тестовой выборки классификатор корректно идентифицировал 133 сообщения (Recall = 0,89), тогда как 17 сообщений были ошибочно отнесены к легитимным. В свою очередь, 7 из 965 легитимных сообщений были неверно классифицированы как спам. Значение Precision для класса «спам» составило 95 %, что означает, что только 5% сообщений, помеченных моделью как спам, фактически являлись легитимными.

Среди выявленных ошибок классификации преобладают ложноположительные срабатывания, обусловленные наличием в легитимных сообщениях слов, статистически ассоциированных со спам-контентом (например, call, free, congratulations). Причиной таких ошибок является допущение НБК о статистической независимости признаков, вследствие чего модель не учитывает контекстные зависимости между словами и может некорректно интерпретировать конструкции с отрицанием, такие как «не спам», «не звоните» или «ничего не покупал». В результате сообщения, содержащие характерные для спама слова в ином смысловом контексте, ошибочно относятся к классу спама.

Повышение качества классификации возможно за счёт применения более совершенных методов обработки естественного языка. В частности, использование n-грамм и TF-IDF-взвешивания позволяет учитывать локальный контекст и информативность отдельных признаков, тогда как модели на основе архитектуры трансформеров учитывать контекст на уровне всего сообщения и выявлять сложные зависимости между словами.

В ходе тестирования системы на основе наивного байесовского классификатора получена точность 97,8 %. В практическом плане результат реализован в действующем чат-боте, осуществляющем автоматическое отсеивание спам-сообщений в социальной сети «ВКонтакте».

К числу перспективных направлений развития разработанной системы относятся расширение обучающей выборки русскоязычными спам-сообщениями с заменой англоязычных алгоритмов предобработки на русскоязычные аналоги, исследование моделей на основе архитектуры трансформеров для повышения качества учёта контекста,

а также внедрение механизма дообучения на основе пользовательской обратной связи и пересмотр этапа предобработки в части сохранения цифр и специальных символов, несущих информативную нагрузку при выявлении спам-сообщений.

[1] Плахина Е.А. К вопросу об информационной безопасности в сети Интернет // Известия Тульского государственного университета. Технические науки. 2020. № 12. С. 342.
[2] Частикова В.А., Козачёк К.В. Обзор актуальных проблем основных методов фильтрации спама и анализ их эффективности // Вестник Адыгейского государственного университета. Серия 4: Естественно-математические и технические науки. 2021. № 3 (286). С. 98.
[3] Бурлаков М.Е. Применение в задаче классификации SMS-сообщений оптимизированного наивного байесовского классификатора // Известия Самарского научного центра Российской академии наук. 2016. Т. 18, № 4-4. С. 705.
[4] https://www.kaggle.com/datasets/uciml/sms-spam-collection-dataset
[5] Bird S., Klein E., Loper E. Natural Language Processing with Python // Sebastopol: O'Reilly Media, 2009, 502 p.

ВЫБОР МЕТОДА УПРАВЛЕНИЯ СЕКРЕТАМИ В KUBERNETES

А.А. Егорова, В.А. Павлушкин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Kubernetes представляет собой программную платформу с открытым исходным кодом для автоматизации развертывания, масштабирования и поддержки контейнеризированных приложений. Одной из важных задач при эксплуатации кластеров Kubernetes является защита конфиденциальных данных, таких как пароли, токены доступа, криптографические ключи и строки подключения к внешним сервисам. Проблема заключается в выборе стратегии интеграции внешнего хранилища, так как каждый из существующих методов накладывает взаимно исключающие ограничения на безопасность, производительность и эксплуатационную сложность.

Штатный механизм Kubernetes Secret [1] обладает рядом ограничений. Во-первых, данные в объектах Secret хранятся в виде строк, закодированных по схеме Base64. Формат кодирования Base64 не является методом криптографической защиты и не обеспечивает конфиденциальность данных. Во-вторых, объекты Secret сохраняются в распределённом хранилище типа «ключ-значение» etcd, в котором шифрование данных при хранении по умолчанию не настроено.

В работе рассматриваются методы интеграции централизованного хранилища секретов HashiCorp Vault [2] в инфраструктуру Kubernetes посредством драйвера Secrets Store CSI Driver, реализующего интерфейс Container Storage Interface (CSI) [3], и оператора внешних секретов (External Secrets Operator, ESO) [4]. К функциональным возможностям HashiCorp Vault относятся динамическая генерация и ротация секретов, разграничение доступа на основе ролевой модели (Role-Based Access Control, RBAC), шифрование данных и аудит операций доступа.

В архитектуре CSI-драйвера доступ приложений к секретам организован посредством монтирования специальных томов. При запуске пода (минимальной единицы развертывания в Kubernetes, содержащей один или несколько контейнеров) CSI-драйвер запрашивает необходимые секреты из Vault и размещает их в смонтированном томе, доступном контейнерам через файловую систему. Для работы драйвера в кластере требуется развертывание привилегированного DaemonSet — объекта Kubernetes, автоматически создающего экземпляр компонента на каждом узле кластера. Наличие компонента на каждом узле необходимо для выполнения операций монтирования томов непосредственно в среде выполнения подов. Поскольку секреты предоставляются через том, связанный с конкретным подом, конфигурация их использования задаётся отдельно для каждого экземпляра приложения.

В архитектуре ESO синхронизация секретов из Vault в объекты Kubernetes Secret осуществляется автоматически. Для развертывания оператора используется Deployment – объект Kubernetes, предназначенный для управления набором идентичных экземпляров приложения на уровне кластера. В отличие от CSI-драйвера, для функционирования ESO не требуется запуск компонентов на каждом узле кластера. Отсутствие привилегированных компонентов соответствует рекомендациям Kubernetes Pod Security Standards по ограничению использования механизмов повышения привилегий [5]. Объект SecretStore или ClusterSecretStore определяет параметры подключения и аутентификации во внешнем хранилище, а объект ExternalSecret содержит

правила получения данных и формирования объектов Kubernetes Secret. Разделение ответственности между указанными объектами позволяет задавать конфигурацию источников и правила синхронизации независимо друг от друга.

В ходе работы был развернут локальный кластер Minikube. В кластере установлен HashiCorp Vault, настроен механизм аутентификации Kubernetes Auth, а также развернуты CSI-драйвер и оператор внешних секретов. Для ESO был создан SecretStore с аутентификацией через токен Kubernetes ServiceAccount, а ExternalSecret настроен на синхронизацию секрета из пути «secret/db-credentials» с обновления 60 минут. Для проверки получения секрета из Vault использовалось тестовое приложение на языке Python, разработанное с применением фреймворка Flask. В качестве секрета использовалась строка подключения к базе данных, передаваемая приложению через переменную окружения.

Для сравнения методов интеграции HashiCorp Vault с Kubernetes были выбраны критерии, отражающие способ предоставления секретов, особенности развертывания компонентов, механизмы хранения данных в кластере и эксплуатационные характеристики. Результаты сравнения приведены в таблице.

Табл.

Критерий	CSI-драйвер	ESO
Способ предоставления секрета	Том, смонтированный в под	Объект Kubernetes Secret
Развертывание в кластере	DaemonSet на каждом узле	Deployment
Использование привилегированных компонентов	Требуется	Не требуется
Совместное использование секретов	Ограничено моделью томов	Поддерживается
Хранение секретов в etcd	Не осуществляется в etcd (хранятся только в смонтированном томе)	Осуществляется
Обновление секретов	Обновление содержимого смонтированного тома	Синхронизация объекта Kubernetes Secret
Среднее время запуска пода (10 запусков), с	4,2	2,8

Различия между методами заключаются в модели доставки секретов в поды Kubernetes, подходах к обеспечению безопасности обработки и хранения секретов, а также эксплуатационных характеристиках, определяющих границы применимости каждого метода.

В основе различий лежит стратегия предоставления секретов поду-потребителю. При использовании CSI-драйвера применяется файловая модель представления секретов с монтированием временного тома. Доступ к секретам осуществляется через файловую систему контейнера, при этом область их доступности ограничена жизненным циклом смонтированного тома. В случае ESO реализуется объектная модель, при

которой данные из внешнего хранилища синхронизируются в объект Kubernetes Secret. ESO позволяет использовать секреты в любых приложениях, потребляющих их как переменные окружения или монтируемые файлы, а также предоставляет возможность централизованно переиспользовать один объект Secret в различных подах и пространствах имён без дублирования данных.

Драйвер CSI не предусматривает хранение секретов в etcd. Это снижает риск их попадания в резервные копии кластера и уменьшает поверхность атаки через API Kubernetes. Однако для работы CSI-драйвера на каждом узле кластера необходимо развертывание компонентов с расширенными привилегиями. Метод на основе ESO, напротив, работает в рамках стандартной модели Deployment и синхронизирует секреты обратно в объекты Kubernetes Secret, тем самым сохраняя их в хранилище etcd (которое по умолчанию не зашифровано). Для ESO обеспечение конфиденциальности данных при хранении достигается активацией механизма EncryptionConfiguration, строгими политиками RBAC и ведением аудита операций доступа API-сервера Kubernetes.

Обновление секретов в CSI-драйвере выполняется через изменение содержимого смонтированного тома. В ESO используется периодическая однонаправленная синхронизация объектов Kubernetes Secret из внешнего хранилища в кластер, частота которой определяется конфигурацией. При использовании переменных окружения обновление значений может требовать перезапуска пода.

В проведённом эксперименте среднее время запуска подов составило 4,2 с для CSI-драйвера и 2,8 с для ESO. Снижение времени на 33 % при использовании ESO объясняется отсутствием операций инициализации и монтирования томов на критическом пути запуска контейнера. Стандартное отклонение для выборки из десяти последовательных запусков составило ±0,4 с для CSI и ±0,2 с для ESO.

Таким образом, выбор метода интеграции определяется эксплуатационными требованиями системы. Оператор внешних секретов отличается меньшими эксплуатационными накладными расходами и допускает повторное использование объектов Kubernetes Secret, тогда как CSI-драйвер применим в сценариях, требующих минимизации хранения секретов в централизованном хранилище etcd и допускающих использование привилегированных компонентов на узлах.

Дальнейшее развитие работы может быть направлено на исследование поведения сравниваемых методов в высоконагруженных средах при динамическом обновлении значительного числа секретов, включая количественную оценку задержки доставки изменений в ESO и влияния CSI-операций на пропускную способность узла.

[1] https://kubernetes.io/docs/concepts/configuration/secret
[2] https://developer.hashicorp.com/vault/docs
[3] https://developer.hashicorp.com/vault/docs/platform/k8s/csi
[4] https://external-secrets.io/latest/
[5] https://kubernetes.io/docs/concepts/security/pod-security-standards/

ПОДХОД К ОБНАРУЖЕНИЮ ПОВЕДЕНЧЕСКИХ АНОМАЛИЙ ПОЛЬЗОВАТЕЛЕЙ ДЛЯ SIEM-СИСТЕМ НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА ВРЕМЕННЫХ РЯДОВ

А.А. Егорова, И.Н. Шабалин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В современных корпоративных информационных системах значительная доля инцидентов информационной безопасности связана с использованием скомпрометированных учётных данных [1]. Компрометация учётной записи не сопровождается нарушением механизмов авторизации, вследствие чего действия злоумышленника регистрируются как активность легитимного пользователя. В сценариях, когда нарушитель действует в рамках легитимных полномочий, эффективность применения сигнатурных методов обнаружения и правил корреляции событий, используемых в SIEM-системах, снижается.

В SIEM-системах корреляция событий реализуется через детерминированные правила вида:

$$IF\ (event\_type\ =\ 4625\ AND\ count\ >\ 5\ WITHIN\ 10\ minutes)\ THEN\ alert.$$

В рамках формализации используются фиксированный временной интервал (в примере 10 минут) и фиксированные пороговые значения. Вариативность поведения пользователей и зависимость активности от временного контекста при этом не учитываются. Как следствие, распределение нормальной активности смещается относительно заданных порогов, что ведёт к увеличению числа ложноположительных срабатываний либо к пропуску медленно развивающихся отклонений.

Цель работы заключается в разработке и исследовании подхода к обнаружению поведенческих аномалий пользователей на основе анализа временных рядов и сравнении его с подходом, основанным на фиксированных порогах корреляционных правил SIEM-систем.

Задача обнаружения поведенческих аномалий пользователей состоит в выявлении моментов времени, для которых наблюдаемая активность отклоняется от нормального профиля поведения пользователя. Для решения задачи применяется UEBA-подход (User and Entity Behavior Analytics), в рамках которого нормальное поведение задаётся статистической моделью временных рядов, а аномалии определяются как отклонения от модели. Пусть U – множество пользователей информационной системы, C – множество типов событий. Примерами типов событий являются вход в систему (login), доступ к файлам (file_access), выполнение команд (command_exec). Для каждой пары (u, c), где $u \in U$, $c \in C$, определяется временной ряд почасовой агрегации – число событий типа c, зарегистрированных пользователем u в дискретном интервале времени t с шагом дискретизации $\Delta T = 1$ час:

$$x_c{}^{(u)}(t)$$

$$x_t \sim N(\mu_t, \sigma_t^2).$$

Отклонение наблюдения от ожидаемого значения оценивается с помощью Z-оценки:

$$z_t = \frac{x_t - \widehat{\mu_t}}{\widehat{\sigma_t}},$$

где $\widehat{\mu_t}$ и $\widehat{\sigma_t}$ вычисляются по скользящему окну длиной $N = 168$, соответствующему недельному циклу пользовательской активности. Недельное окно выбрано для охвата повторяющихся паттернов поведения в рабочие и выходные дни.

Событие классифицируется как аномальное при выполнении условия $|z_t| > \theta$ при $\theta = 3$. Значение параметра θ соответствует вероятности ложной тревоги около 0.3% для нормального распределения. Однако прямое применение этого правила к почасовой агрегации может давать ложные срабатывания из-за суточной нестационарной структуры активности: днём активность высокая, ночью низкая.

Почасовая агрегация формирует нестационарный временной ряд, в котором распределение значений зависит от времени суток. Учёт суточной активности выполняется стратификацией наблюдений по времени. Для каждого часа формируются подвыборки значений, соответствующих фиксированному часу, и на этих подвыборках оцениваются параметры μ_h и σ_h.

Оценка отклонения для момента времени t вычисляется как:

$$z_t = \frac{x_t - \hat{\mu}_{h(t)}}{\hat{\sigma}_{h(t)}},$$

где $h(t)$ – отображение времени t в номер часа, $h \in \{0, \dots, 23\}$.

В результате стратификации единая модель распределения заменяется семейством локальных моделей. Применение условной модели по времени суток позволяет устранить систематическое смещение, возникающее из-за различной интенсивности активности в дневные и ночные периоды.

Пользователи характеризуются различной вариативностью активности. Эта особенность создаёт неоднородность распределения стандартных отклонений. Для пользователя-администратора σ велико, поэтому для классификации отклонения как аномального требуется большее абсолютное значение выброса. Предлагается индивидуальный порог:

$$\theta_u = \theta + 0.5 \cdot \frac{median(\sigma_{u,t})}{global\_median\_std},$$

где $\theta = 3$ – базовое пороговое значение, $\sigma_{u,t}$ – стандартное отклонение для пользователя u на интервале t, а $\mathrm{median}(\sigma_{u,t})$ – медиана этих значений по всем историческим интервалам для данного пользователя. Параметр global_median_std – медиана стандартных отклонений, рассчитанная по совокупности пользователей системы или по всем их действиям в системе. Введенный порог масштабирует чувствительность детектора в зависимости от естественной вариативности поведения. Таким образом, порог повышается для «шумных» пользователей и понижается для пользователей с низкой вариативностью поведения, благодаря чему снижается число ложных срабатываний.

Обработка событий пользовательской активности выполняется в потоковом режиме и включает:

1) агрегацию событий по часовым интервалам;

2) обновление скользящего окна наблюдений длиной $N = 168$ часов;
3) вычисление параметров $\hat{\mu}_t$, $\hat{\sigma}_t$ либо $\hat{\mu}_{h(t)}$, $\hat{\sigma}_{h(t)}$по данным скользящего окна;
4) вычисление Z-оценки z_t;
5) сравнение вычисленного значения z_t с индивидуальным порогом θ_u;
6) фиксацию аномалии при выполнении условия $|z_t| > \theta_u$.

Начальный этап работы системы (первые N часов) соответствует заполнению скользящего окна и не используется для принятия решений.

Система реализована в виде набора микросервисов, включающего:

– модуль сбора событий, расширяющий штатный сборщик логов (например, Winlogbeat, Syslog-ng) и передающий события на следующий этап обработки;
- модуль агрегации временных рядов, накапливающий счётчики по пользователям и часам в оперативной памяти;
- модуль детектирования аномалий, реализующий описанные алгоритмы и проверяющий каждое новое значение на аномальность;
- модуль оповещений, генерирующий оповещения и сохраняющий их в список;
- веб-интерфейс, представляющий собой отдельную страницу для просмотра временных рядов и оповещений;
- модуль хранения данных для сохранения истории и оповещений.

Передача данных между компонентами реализована через структурированные сообщения. Интеграция с SIEM-системой осуществляется через вызов REST API модуля UEBA из обработчика логов либо через перенаправление потока событий с помощью Apache Kafka [3]. При предложенной архитектуре модуль может использоваться как внешний аналитический сервис и не требует внесения изменений в ядро SIEM-системы.

Для оценки систем использовались метрики:
- точность (Precision) $= TP / (TP + FP)$;
- полнота (Recall) $= TP / (TP + FN)$;
- F1-мера $= 2 \times Precision \times Recall / (Precision + Recall)$,

где TP – число правильно обнаруженных аномалий (True Positive), FP – число ложноположительных срабатываний (False Positive), FN – число пропущенных аномалий (False Negative).

Дополнительно используется метрика оценки числа ложных срабатываний на пользователя в день ($FP/user/day$).

Сравнение проводится между базовым методом фиксированных порогов (baseline) и предложенным методом на основе Z-оценки. Базовые пороги заданы экспертным путём: $y > 5$ для типа событий login и $y > 10$ для типа событий file_access, где y – число событий заданного типа за интервал 10 минут. Результаты представлены в таблице.

Табл.

Метод	Precision	Recall	F1	FP/user/day
Фиксированный порог (baseline)	0.68	0.77	0.72	1.8
На основе Z-оценки (предложенный)	0.93	0.89	0.91	0.7

Анализ проводился по трём типам аномалий:

- тип A (всплеск) – с помощью обоих методов были получены высокие значения F1-меры (0.95), однако для метода на основе Z-оценки было зафиксировано меньшее количество ложноположительных срабатываний.
- тип B (ночная активность) – F1-мера составила 0.92 для предложенного метода и 0.45 у baseline-метода. Применение метода фиксированных порогов не позволяло выявлять аномалии данного типа, поскольку абсолютное число событий в ночные часы (1–2) не достигало порогового значения, равного 5. В предложенном методе наблюдаемое значение сравнивается с нормальным профилем для соответствующего часа (с ожидаемым значением около 0.1), и аномальное отклонение фиксируется вне зависимости от низких абсолютных значений активности.
- тип C (медленный дрейф) – F1-мера 0.85 для предложенного метода, 0.48 для baseline-метода. В baseline-методе оповещение формировалось при превышении порога, а именно на четвёртый день развития аномалии. В предложенном методе отклонение фиксируется раньше за счёт отслеживания изменения скользящего среднего и постепенного роста значения Z-оценки.

Разработан подход к обнаружению поведенческих аномалий пользователей на основе анализа временных рядов. Подход включает использование Z-оценки, стратификацию по времени суток, индивидуальную нормализацию порога и потоковую архитектуру обработки событий. Экспериментально получено снижение числа ложноположительных срабатываний в 2.5 раза при сохранении полноты обнаружения.

Перспективы дальнейших исследований включают интеграцию с Apache Kafka для горизонтального масштабирования системы, применение чувствительных к медленным изменениям методов (CUSUM, байесовский онлайн-детектор), внедрение федеративного обучения для построения поведенческих профилей, а также реализацию автоматических мер активного противодействия (изоляция пользователя, принудительная смена пароля) при высокой Z-оценке.

[1] https://www.verizon.com/business/resources/reports/dbir/
[2] https://www.mandiant.com/m-trends
[3] Chandola V., Banerjee A., Kumar V. Anomaly detection: A survey // ACM Computing Surveys (CSUR). 2009. Vol. 41, no. 3. P. 1.

РАЗРАБОТКА ИНФОРМАЦИОННОЙ СИСТЕМЫ МОНИТОРИНГА И НЕПРЕРЫВНОЙ ДИАГНОСТИКИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ИЗОЛЯЦИИ СИЛОВЫХ ТРАНСФОРМАТОРОВ НА ОСНОВЕ СИСТЕМНОГО АНАЛИЗА И ОБРАБОТКИ ДАННЫХ

Д.А. Семенов, Д.П. Шимбуев

ГБОУ ВО НГИЭУ Княгининский университет

Современная энергетическая инфраструктура требует повышения надёжности силового оборудования, ключевым элементом которого являются силовые трансформаторы. Согласно отраслевой статистике, более 70 % отказов трансформаторного оборудования связано с деградацией и пробоем электрической изоляции, подверженной термическому, электрическому и химическому старению. Традиционные методы диагностики носят эпизодический характер, требуют отключения оборудования от сети и не обеспечивают оперативного выявления начальных стадий дефектов в режиме реального времени.

Целью работы является разработка информационной системы мониторинга и непрерывной диагностики изоляции силовых трансформаторов, обеспечивающей снижение времени обнаружения критических дефектов за счёт интеграции многопараметрического сбора данных, системного анализа и алгоритмов машинного обучения.

Предлагаемая система реализует трёхуровневую архитектуру (рис.):

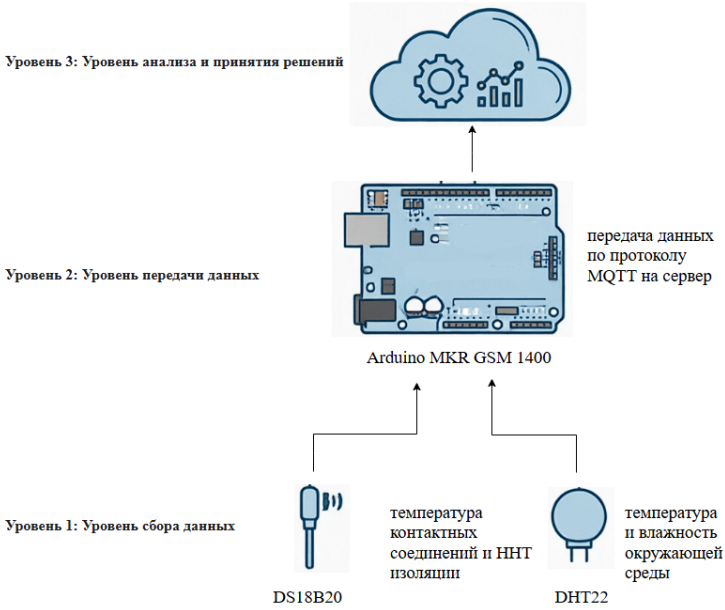


Рис.

На первом уровне осуществляется непрерывный сбор данных с датчиков температуры контактных соединений и наиболее нагретой точки (ННТ) изоляции (DS18B20), а также температуры и влажности окружающей среды (DHT22). Второй уровень включает микроконтроллерный блок (Arduino MKR GSM 1400), реализующий переду данных по протоколу MQTT на сервер. Третий уровень обеспечивает анализ, диагностику состояния с применением моделей машинного обучения, а также визуализацию результатов и формирование рекомендаций по техническому обслуживанию.

Для реализации этих функций используется платформа ioBroker, выступающая в качестве центрального хаба для приема, хранения и агрегации данных. В связке с ней работает визуальная среда программирования Node-RED, которая отвечает за оркестрацию потоков данных: она принимает MQTT-сообщения, выполняет предварительную обработку сигналов, интегрирует алгоритмы машинного обучения для прогнозной аналитики и формирует логику оповещений. Кроме того, Node-RED и ioBroker обеспечивают построение интуитивно понятных дашбордов для визуализации текущего состояния оборудования и истории изменений параметров.

Табл.

Параметр	Традиционные системы	Предложенная система
Режим контроля	Периодический (раз в 1-3 года)	Непрерывный в реальном времени
Время обнаружения дефекта	От нескольких часов до суток	12–45 секунд
Требуемое отключение оборудования	Да	Нет
Прогнозирование остаточного ресурса	Отсутствует или экспертное	На основе машинного обучения и статистического анализа

Экспериментальная апробация системы проведена на лабораторном стенде, имитирующем работу силового трансформатора с моделированием дефектов изоляции различной степени тяжести (начальная, развивающаяся, аварийная стадии). Результаты показали успешное распознавание всех смоделированных дефектов со средним временем реакции 45, 28 и 12 секунд соответственно. Точность прогнозирования развития дефекта за 12-24 часа до достижения критического уровня составила 89 %, а снижение рисков аварийного простоя оценивается в 60-70 %.

Таким образом, разработанная информационная система демонстрирует значимое преимущество перед традиционными методами диагностики: обеспечение непрерывного контроля в реальном времени, снижение количества ложных срабатываний за счёт интеллектуальной фильтрации данных и возможность перехода к предиктивному обслуживанию. Перспективы развития системы включают расширение поддержки протоколов промышленной автоматизации и интеграцию с системами диспетчерского управления и сбора данных (SCADA) энергосистем.

[1] Хренников А. Ю., Вахнина В. В., Кувшинов А. А., Александров Н. М. Силовые трансформаторы в электрических сетях: испытания, диагностика, дефекты, повреждаемость, мониторинг. – М.: Библиотечка электротехника, 2022, № 4–5. С. 1.
[2] Шимбуев Д. П., Семенов Д. А. Система мониторинга трансформатора на базе GSM // Вестник связи. 2023. № 7. С. 21.
[3] Мельникова О. С., Леонтьев И. В. Интеллектуальные методы определения электрической прочности масляной изоляции для диагностики силовых трансформаторов // Электроэнергия. Передача и распределение. 2024, № 2(83). С. 88.

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ ДЛЯ ОБНАРУЖЕНИЯ АТАК И ИХ ЛОКАЛИЗАЦИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПАКЕТА WIRESHARK

М.Н. Втюрина, А.А. Рябов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Существует множество методов классификации атак. Для этого используют номера портов, глубокий анализ пакетов, стохастический анализ и применяют машинное обучение [1, 2].

Обычно в наборах данных большое количество признаков (40-80).

Для классификации атак в основном используют такие признаки, как:

- Статистика длин пакетов: минимальная, максимальная, средняя длина пакета в потоке, стандартное отклонение.
- Статистика интервалов времени (IAT): время между приходом пакетов.
- Продолжительность потока: сколько секунд длилось соединение.
- Направленность: соотношение байт, отправленных клиентом и сервером.
- TCP-флаги: например, количество пакетов с флагом PUSH или RST.

Так как признаков много, применяют методы сокращения их числа. Наиболее распространённые – Correlation-based Feature Selection (CFS), Consistency-based Feature Selection (CON) и InfoGain[3-5].

В данной работе реализован подход ML-классификация потоков для обнаружения атаки. Для экспертного контроля использовалась Port/Protocol-фильтрация с применением инструмента Wireshark. Этот подход был выбран в силу его устойчивости к шифрованию трафика и возможности работы с потоковыми признаками, в отличие от метода глубокого анализа пакетов (DPI), который теряет эффективность при анализе зашифрованных соединений.

Исследования проводились на сгенерированном наборе CIC-IDS2017 [6]. Набор состоит из 5 файлов, в каждом из которых содержится информация о трафике за один день недели с понедельника по пятницу. Набор является несбалансированным в соотношении 80/20.

После предварительной обработки набора из 78 признаков оставлено 20, так как [1, 7] подтверждают, что применение InfoGain к набору CIC-IDS2017 позволяет сократить количество признаков до 20 при сохранении точности классификации 99,86% (по метрике f1-score).

В исследовании использовалась модель машинного обучения Gradient Boosting с тройной кросс-валидацией, learning rate равным 0,1 и 50 деревьями решений. Такой выбор позволяет достигнуть компромисса между скоростью и точностью.

Из общего количества событий набора порядка 19% идентифицировано как атаки. Модель выделила 11 различных классов, в том числе DoS атаки.

Для дополнительного контроля результатов работы алгоритма из набора, состоящего из аномальных потоков, использовалась программа wireshark. Одной из ключевых проблем современной криминалистики является невозможность восстановления единой временной линии событий из набора [8]. В данной работе эта проблема решается путём создания искусственных временных меток с привязкой к относительному времени начала захвата и последующей фильтрацией в Wireshark с использованием параметра frame.time_relative.

В ходе исследования проверена возможность нахождения атаки в pcap файлах по сохраненным параметрам: frame_relative_time, протоколу и портам. Также проведён тест на сбалансированном наборе данных, представляющим из себя один из дней набора. Экспертный анализ подтверждает наличие аномалии, схожей с DoS-атакой и PortScan.

Таким образом, модель машинного обучения Gradient boosting протестирована на сбалансированном и несбалансированном наборе данных для обнаружения и классификации атак в сети и сохранении данных о них с целью поиска атак в сетевом трафике с использованием программы Wireshark. Предложенный метод позволяет помочь в работе экспертам по информационной безопасности.

[1] Getman A.I., Ikonnikova M.K. A survey of network traffic classification methods using machine learning. Trudy ISP RAN / Proc. ISP RAS. 2020. Vol. 32, issue 6, pp. 137-154.
[2] Szabó G., Orincsay D., Malomsoky S., Szabó I. (2008) On the Validation of Traffic Classification Algorithms. In: Claypool M., Uhlig S. (eds) Passive and Active Network Measurement. PAM 2008. Lecture Notes in Computer Science. – Springer, Berlin, Heidelberg. 2008. Vol. 4979. pp. 72-81.
[3] A Survey of Machine Learning Based Packet Classification,Yu Liu, The Institute for Computing, Information and Cognitive Systems (ICICS), University of British Columbia – Vancouver, BC V6T 1Z4, Canada.
[4] Выбор признакового пространства для классификации IP-трафика сети методами машинного обучения, Улугбек Рахимжон угли Охундадаев, Национальный университет Узбекистана, Academic Research in Educational Sciences VOLUME 2 | ISSUE 12 | 2021 Scientific Journal Impact Factor (SJIF) 2021.
[5] Berkhin P. “A survey of clustering data mining techniques”. In: Grouping Multidimensional Data. – Springer, 2006, pp. 25-71.
[6] Iman Sharafaldin, Arash Habibi Lashkari, and Ali A. Ghorbani, “Toward Generating a New Intrusion Detection Dataset and Intrusion Traffic Characterization”, 4th International Conference on Information Systems Security and Privacy (ICISSP), – Portugal, January 2018.
[7] Kurniabudi, Stiawan D., Darmawijoyo et al. Feature Selection for Imbalanced Class Data Using Information Gain and C4.5 Algorithm on CIC-IDS2017 Dataset // IEEE Access. 2020.
[8] Simson L. Garfinkel “Digital forensics research: The next 10 years”, digital investigation 7 (2010).

ВНЕДРЕНИЕ АВТОКОДИРОВЩИКОВ В ПРОЦЕСС ОБРАБОТКИ СОБЫТИЙ SIEM СИСТЕМЫ

Р.А. Васильев

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Современные информационные инфраструктуры генерируют колоссальный поток событий безопасности, поступающих от межсетевых экранов, систем обнаружения вторжений, операционных систем, служб аутентификации и прикладных сервисов. Системы класса SIEM (Security Information and Event Management) выступают центральным узлом сбора, нормализации и корреляции этих событий, обеспечивая операторам центров управления безопасностью (SOC) единую точку наблюдения за состоянием защищаемой инфраструктуры [1]. Согласно актуальным оценкам, зрелый SOC способен обрабатывать от миллионов до десятков миллиардов событий в сутки, и без средств автоматизации аналитического процесса справиться с таким объёмом данных не представляется возможным [2].

Традиционный подход к выявлению угроз в SIEM основывается на заранее сформированных правилах корреляции, которые описывают известные паттерны атак и нарушений политик безопасности. Подобный подход обеспечивает высокую воспроизводимость и интерпретируемость результатов, однако принципиально ограничен в выявлении угроз, для которых соответствующие правила ещё не созданы [3]. Сложные многоступенчатые атаки, атаки «нулевого дня», медленные кампании типа Advanced Persistent Threat (APT), а также аномалии в поведении легитимных пользователей зачастую остаются за пределами обнаружения на основе статических правил [4]. Именно это противоречие определяет необходимость интеграции в конвейер обработки событий SIEM методов интеллектуального анализа данных, способных выявлять отклонения от нормального поведения без априорного знания об их характере.

Среди подходов к решению данной задачи особую привлекательность представляют автокодировщики — класс нейронных сетей, обучаемых по принципу реконструкции входного вектора через сжатое латентное представление. Ключевое преимущество автокодировщика в контексте информационной безопасности состоит в том, что для его обучения достаточно исключительно нормальных событий — аномалии проявляются как события с высокой ошибкой реконструкции, поскольку модель не обучалась воспроизводить их структуру [5]. Тем самым снимается критическое ограничение методов обучения с учителем — потребность в размеченных примерах каждого класса угроз, получение которых в реальных производственных системах крайне затруднено и ресурсоёмко [6].

Настоящая работа посвящена исследованию вопросов практической интеграции автокодировщика в конвейер обработки событий SIEM-системы. Рассматриваются архитектурные решения на каждом этапе конвейера — от сбора и нормализации сырых событий до формирования обогащённых записей с признаком аномальности, которые могут использоваться для построения новых корреляционных правил и уведомления аналитиков. Цель работы — обосновать применимость автокодировщика как компонента обогащения событий в SIEM и описать методику его встраивания в поток обработки в режиме реального времени.

Для достижения поставленной цели в работе решаются следующие задачи: анализ существующих подходов к выявлению аномалий в потоках событий безопасности; описание архитектуры конвейера обработки событий и места автокодировщика в нём; разработка и описание архитектуры модели SIEMAutoencoder; экспериментальная оценка работы модели на открытом наборе данных UNSW-NB15; анализ результатов и определение области практического применения подхода.

Системы класса SIEM выполняют функции агрегации и структурирования журналов событий из гетерогенных источников, нормализации форматов, корреляции событий по заданным правилам и оповещения об инцидентах [1, 7]. В типовой архитектуре SIEM выделяются следующие функциональные уровни: уровень сбора и транспортировки событий (агенты, syslog, API-коннекторы); уровень нормализации и обогащения; уровень хранения и индексирования; уровень корреляции и детектирования; уровень реагирования и визуализации [8]. Каждый из этих уровней формирует отдельный этап конвейера, и именно на этапах нормализации и корреляции наиболее органично располагается модуль интеллектуального анализа на базе нейронных сетей.

Задача выявления аномалий в событиях безопасности имеет ряд принципиальных особенностей, отличающих её от классических задач машинного обучения. Во-первых, классы событий существенно несбалансированы: аномальные события составляют ничтожную долю от общего потока, что делает неприменимыми большинство стандартных метрик точности [9]. Во-вторых, ландшафт угроз постоянно изменяется: атакующие адаптируют тактики, создаются новые вредоносные инструменты, появляются ранее неизвестные уязвимости. В таких условиях модель, обученная на историческом наборе размеченных атак, быстро теряет актуальность [10]. В-третьих, разметка аномалий в производственных логах SIEM требует значительных усилий аналитиков и в большинстве организаций не производится систематически, что ограничивает применимость методов обучения с учителем.

В настоящее время для выявления аномалий в потоках событий безопасности исследователями применяются следующие подходы. Статистические методы — такие как анализ z-отклонений, скользящего среднего и модели сезонности трафика — просты в реализации, однако чувствительны к настройке порогов и не способны улавливать многомерные зависимости между признаками [11]. Методы кластеризации (k-средних, DBSCAN) позволяют выделять группы нетипичного поведения, но плохо масштабируются на высокоразмерные векторы событий SIEM [12]. Методы обнаружения выбросов на основе изолирующего леса (Isolation Forest) или метода опорных векторов (One-Class SVM) демонстрируют приемлемое качество на табличных данных, однако уступают нейросетевым подходам при работе с событиями, имеющими сложную корреляционную структуру [13].

Автокодировщики занимают особое место среди методов обучения без учителя, применяемых для выявления аномалий. В работе [14] показано, что автокодировщик, обученный исключительно на нормальных событиях хоста под управлением Windows, успешно обнаруживает аномальное использование системных утилит и нетипичные последовательности событий, недоступные для сигнатурного детектора. Авторы исследования [15] демонстрируют, что гибридный подход, сочетающий SIEM-правила с модулем инференса автокодировщика, обеспечивает как быстрое обнаружение известных угроз, так и адаптивное детектирование новых аномалий.

Для экспериментальной оценки предложенного подхода использован открытый набор данных UNSW-NB15, созданный в Университете Нового Южного Уэльса (Австралия). Набор содержит 257 673 записи сетевых соединений с 44 признаками и 49 признаками в расширенной версии, сформированными инструментами Argus и Bro-IDS [18]. В наборе представлены девять типов атак: Fuzzers, Analysis, Backdoors, DoS, Exploits, Generic, Reconnaissance, Shellcode и Worms, а также нормальный сетевой трафик (93 000 записей). Выбор данного набора обусловлен его широким применением в актуальных исследованиях по выявлению аномалий в событиях безопасности, что позволяет проводить сравнение результатов [18].

Несмотря на то, что в представленном исследовании используется набор данных о сетевом трафике, концепция и архитектура конвейера полностью воспроизводимы применительно к событиям SIEM: как события сетевого трафика, так и журналы операционных систем или средств защиты после нормализации представляются в виде числовых векторов одинаковой структуры. В контексте реальной SIEM-системы конфиденциальность производственных данных не позволяет напрямую использовать рабочие логи в открытых исследованиях, что является общепринятой практикой для публикаций в данной области.

Результаты оценки модели на полном тестовом наборе UNSW-NB15 представлены в таблице. Для сравнения приведены показатели базовых методов выявления аномалий без учителя — Isolation Forest и One-Class SVM, — применённых к тем же признакам с аналогичной предобработкой. Значения метрик Precision, Recall и F1-score рассчитаны относительно класса «аномалия» (label=1). AUC-ROC отражает способность модели ранжировать аномальные события выше нормальных по непрерывному баллу отклонения.

Табл.

Метод	Accuracy, %	Precision	Recall	F1-Score	AUC-ROC
Isolation Forest	82,4	0,71	0,74	0,72	0,83
One-Class SVM	79,1	0,65	0,81	0,72	0,80
SIEMAutoencoder	**91,3**	**0,87**	**0,89**	**0,88**	**0,93**

Из приведённых данных следует, что SIEMAutoencoder превосходит оба базовых метода по всем ключевым метрикам. Наиболее значительным является прирост AUC-ROC — с 0,83 у Isolation Forest до 0,93, что свидетельствует о существенно лучшей ранжирующей способности модели. Значение F1-Score 0,88 указывает на сбалансированное соотношение точности и полноты, принципиально важное в условиях дисбаланса классов, присущего событиям безопасности. Достигнутые результаты согласуются с результатами, опубликованными в смежных работах [15, 16, 18], где аналогичные архитектуры автокодировщиков на сопоставимых датасетах демонстрируют AUC-ROC в диапазоне 0,90–0,96.

В ходе проведённого исследования рассмотрена задача интеграции автокодировщика на основе нейронных сетей в конвейер обработки событий систем класса SIEM. Предложена архитектура конвейера, в которой автокодировщик выполняет функцию компонента обогащения событий: его вывод в виде флага аномальности, числового

балла отклонения и перечня «подозрительных» полей присоединяется к нормализованному событию перед передачей на уровень корреляции. Данный подход позволяет расширить аналитические возможности SIEM без замены существующего корреляционного движка.

Разработана и описана модель SIEMAutoencoder — симметричный полносвязный автокодировщик с батч-нормализацией, функцией активации LeakyReLU, механизмом ранней остановки и режимом стримингового обучения. Реализована методика калибровки порога аномальности на основе персентильного анализа ошибок реконструкции, а также механизм дообучения на новых нормальных событиях для управления ложноположительными срабатываниями.

Экспериментальная оценка на наборе данных UNSW-NB15 показала, что SIEMAutoencoder достигает значения AUC-ROC 0,93 и F1-Score 0,88, превосходя базовые методы выявления аномалий без учителя — Isolation Forest и One-Class SVM — по всем ключевым метрикам. Принципиальным преимуществом подхода является возможность обучения исключительно на нормальных событиях без потребности в размеченных примерах аномалий, что обусловливает его практическую применимость в реальных производственных SIEM-системах.

[1] https://falcongaze.com/ru/pressroom/publications/zashhita-informacii/siem-sistemy/
[2] https://cisoclub.ru/integracija-siem-s-mashinnym-obucheniem-jevoljucija-sistem-monitoringa-i-analiza-ugroz/
[3] https://serverflow.ru/blog/stati/tekhnologiya-siem-polnyy-obzor/
[4] Лавров Б.О., Иванов М.А. Интеллектуальное обнаружение аномалий в контейнеризованных приложениях: методы, архитектура и инструменты // Безопасность информационных технологий. 2025. Т. 32, № 4. С. 149.
[5] Ijarsct. Role of Autoencoders in Unsupervised Network Anomaly Detection // International Journal of Advanced Research in Science, Communication and Technology. 2026. Vol. 6. Iss. 1. P. 608.
[6] Benabderrahmane S. Ranking-enhanced anomaly detection using Active Learning-assisted Attention Adversarial Dual AutoEncoder // Scientific Reports. 2025. Vol. 15. P. 41602.
[7] https://kvan.tech/blog/chto-takoe-siem/
[8] https://rt-solar.ru/products/solar_siem/blog/6147
[9] Гайфулина Д.А., Котенко И.В. Анализ моделей глубокого обучения для задач обнаружения сетевых аномалий // Информационно-управляющие системы. — 2021. № 1 (110). С. 28.
[10] Ijernd. Real-Time Anomaly Detection in Streaming Sensor Data Using LSTM Autoencoders // International Journal of Engineering Research. 2025. Vol. 2. Iss. 10. P. 1.
[11] Орехов А.В., Орехов А.А. Автоматическое обнаружение аномалий сетевого трафика при DDoS-атаках // Вестник Санкт-Петербургского университета. Прикладная математика. 2023. Т. 19, № 2. С. 251.
[12] Браницкий А.А., Котенко И.В. Анализ и классификация методов обнаружения сетевых атак // Труды СПИИРАН. 2016. № 2 (45). С. 207.
[13] Чио К., Фримэн Д. Машинное обучение и безопасность. — М.: ДМК Пресс, 2020, 368 с.

[14] Гурина А.Л. Обнаружение аномальных событий на хосте с использованием автокодировщиков // International Journal of Open Information Technologies. 2020. Т. 8, № 3. С. 35.
[15] Bojovic P.D., Jovic J., Pavlovic M. A SIEM-Based Framework for Multi-Layer Data Collection and Anomaly Detection // arXiv.org. 2025.
[16] Real-time Anomaly Detection Using Convolutional Autoencoder // arXiv.org. 2024. arXiv:2404.04311.
[17] https://1275.ru/articles/obogaschenie-dannyh-klyuchevoy-ingredient-uspeha-siem_8736
[18] https://research.unsw.edu.au/projects/unsw-nb15-dataset

Секция «Информационные системы.
Средства, технологии, безопасность»

Заседание секции проводилось 26 мая 2026 г.
Председатель – Л.Ю. Ротков, секретарь – А.А. Рябов.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXX научной конференции по радиофизике

СЕКЦИЯ «ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ И ПРАКТИЧЕСКОЕ ПРИМЕНЕНИЕ ТЕХНОЛОГИЙ БЕСПРОВОДНОЙ СВЯЗИ И ИНФОРМАЦИОННО-ТЕЛЕКОММУНИКАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ»

Председатель – А.Л. Умнов, секретарь – С.Б. Сурова.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ИДЕНТИФИКАЦИЯ КОМПОНЕНТ ИМПУЛЬСНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ МНОГОЛУЧЕВОГО КАНАЛА ПО РЕЗУЛЬТАТАМ МНОГОПОЗИЦИОННОГО КОГЕРЕНТНОГО СВЕРХШИРОКОПОЛОСНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

Р.Ф. Халиуллин, А.И. Сулимов

Казанский (Приволжский) федеральный университет

Эффективность современных систем радиосвязи с активными антенными решётками (Massive MIMO) определяется полнотой знания о пространственно-временной структуре радиоканала [1–3]. Эта структура исчерпывающе описывается импульсной характеристикой (ИХ) канала $h(\tau)$, формируемой суперпозицией парциальных компонент, каждая из которых отвечает отдельной траектории распространения сигнала:

$$h(\tau) = \sum_{i=0}^{N_p} \alpha_i e^{j\theta_i} \delta(\tau - \tau_i), \qquad (1)$$

где N_p – число различимых приёмником лучей; $\{\tau_i, \alpha_i, \theta_i\}$ – задержка, амплитуда и начальная фаза *i*-го луча соответственно. Идентификация парциальных компонент – установление соответствия между отдельными максимумами ИХ и конкретными траекториями распространения – необходима как для верификации расчётных моделей канала, так и для оптимизации антенных систем. Векторный анализатор цепей (ВАЦ) обеспечивает измерение ИХ канала с высоким разрешением по задержке [3], однако не предоставляет сведений о геометрии распространения. Для её восстановления измеренную ИХ сопоставляют с результатами трассировки лучей по трёхмерной модели среды [1, 2]. Цель настоящей работы – разработка и экспериментальная проверка метода идентификации рассеивающих объектов, формирующих канал, путём сопоставления измеренных и расчётных ИХ.

Экспериментальная часть

Многопозиционное когерентное зондирование выполнялось в лабораторном помещении площадью около 6×7 м² с помощью программно-аппаратного комплекса [3], включающего ВАЦ и двухкоординатную систему прецизионного позиционирования антенн. Зондирование велось в двух сверхширокополосных диапазонах 2,0–3,0 ГГц (центральная частота 2,5 ГГц) и 5,3–6,3 ГГц (центральная частота 5,8 ГГц). Передаточная характеристика канала $H(\mathrm{f})$ регистрировалась когерентно с сохранением фазы в 1601 частотной точке, что отвечает разрешению по задержке около 1 нс. Передающая антенна последовательно устанавливалась в 1680 узлах прямоугольной апертуры размером 1200×1200 мм², а приёмная – в двух положениях, разнесённых на 1 м. Измерения проводились для каналов с наличием и с отсутствием прямой видимости (LoS и NLoS). Импульсные характеристики $h(\tau)$ восстанавливались обратным преобразованием Фурье измеренных $H(\mathrm{f})$.

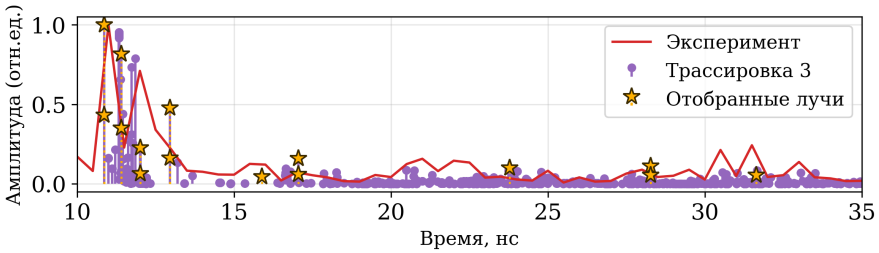
Трёхмерная модель среды и трассировка лучей

Цифровой двойник тестового помещения построен в среде Blender: воспроизведены геометрия ограждающих конструкций и крупных объектов интерьера.

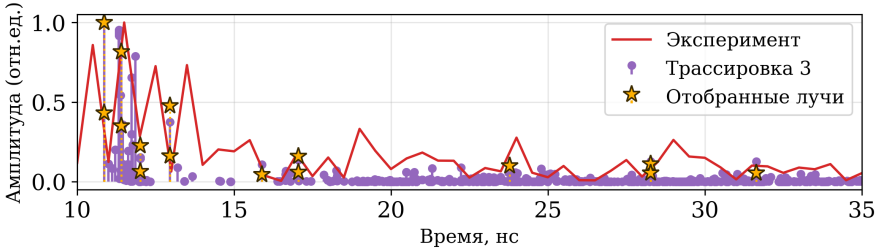
Электрофизические параметры материалов (диэлектрическая проницаемость, удельная проводимость) заданы по рекомендации МСЭ-R P.2040 для кирпича, бетона, стекла, дерева и металла [2]. Трассировка выполнена в дифференцируемом движке Sionna RT [2] на основе библиотеки TensorFlow по схеме обратного хода лучей. Учитывались зеркальные отражения, дифракция на кромках и диффузное рассеяние при максимальной кратности переотражений $m = 5$. Координаты передатчика и приёмника в модели совпадали с экспериментальными. Детализация сцены наращивалась в три последовательных приближения – от крупномасштабных элементов конструкции до полного набора предметов мебели и измерительной аппаратуры, – что позволило разделить вклад различных групп рассеивателей. Расчётная ИХ содержала задержки, комплексные амплитуды и координаты точек переотражения для всех парциальных лучей.

Метод идентификации и результаты

В измеренной ИХ выделялись локальные максимумы, превышающие уровень шума не менее, чем на 6 дБ. Каждому такому пику ставился в соответствие ближайший по задержке парциальный луч расчётной ИХ при условии $|\Delta\tau| < 1$ нс, после чего сопоставлялись их нормированные амплитуды. Результаты для модели с наиболее полной детализацией среды в режиме прямой видимости приведены на рис.1 (а) — центральная частота 2,5 ГГц, б) — центральная частота 5,8 ГГц) для обоих диапазонов зондирования.



а)



б)

Рис. 1

Доминирующий компонент прямой видимости (интервал задержек около 11 нс) уверенно идентифицируется на обеих частотах. Компоненты однократного отражения от стен восстанавливаются с расхождением задержек не более ±0,5 нс и отклонением нормированных амплитуд не более ±3 дБ. В интервале 12–16 нс выявлены лучи, обусловленные отражениями от пола и потолка; для них расхождение амплитуд достигает ±5 дБ, что объясняется неоднородностью реальных поверхностей, не учтённой в модели. Восстановление цепочек взаимодействий по координатам точек переотражения показало, что доминирующий вклад в суммарное поле вносят однократные зеркальные отражения, а также их сочетания с дифракцией на кромках мебели и оборудования. С ростом частоты зондирования количество парциальных компонент возрастает: на 5,8 ГГц число различимых лучей в окне анализа превышает соответствующее значение на 2,5 ГГц, а число надёжно идентифицируемых доминирующих компонент увеличивается с семи до восьми. В области задержек свыше 25 нс выявлены компоненты двух- и трёхкратных переотражений, идентификация которых затруднена из-за возрастающей плотности лучей и их низких амплитуд.

Заключение

Предложен и экспериментально верифицирован метод идентификации рассеивателей в многолучевом канале на трассах малой протяжённости в замкнутых помещениях по результатам многопозиционного когерентного сверхширокополосного зондирования. В режиме прямой видимости обеспечивается надёжная идентификация компонент однократного отражения (расхождение задержек не более ±0,5 нс, отклонение амплитуд не более ±3 дБ); в режиме отсутствия прямой видимости – для компонент вплоть до второго порядка переотражений включительно. Точность использованной модели оказалась недостаточной для воспроизведения тонкой структуры ИХ и требует более детального описания исследуемой среды. Метод применим для верификации расчётных моделей канала и оптимизации антенных систем MIMO.

[1] Ai B., Guan K., He R.-S., Li J.-Z., Li G.-K., He D., Zhong Z.-D., Huq K.M.S. // IEEE J. Selected Areas in Commun. 2017. Vol. 35, no. 7. P. 1678.
[2] Халиуллин Р.Ф., Сулимов А.И. // Учён. зап. Казан. ун-та. Сер. Физ.-матем. науки. 2024. Т. 166, кн. 4. С. 624.
[3] Халиуллин Р.Ф., Сулимов А.И. // В кн.: Тр. XXIX Всерос. открытой науч. конф. «Распространение радиоволн». 30 июня – 04 июля 2025 г. – Казань: Изд-во КФУ, 2025. С. 307.

ФОРМИРОВАНИЕ СОГЛАСОВАННЫХ СЛУЧАЙНЫХ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЕЙ ИЗ МЕЖЛУЧЕВЫХ ЗАДЕРЖЕК ИМПУЛЬСНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ КАНАЛА ПО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМ ДАННЫМ

А.В. Епонешников

Казанский (Приволжский) федеральный университет

Введение

Взаимность распространения радиоволн на масштабах времени когерентности позволяет двум сторонам наблюдать идентичные импульсные отклики канала (далее – ИХ) и использовать его случайность как источник общей энтропии [1, 2]. Преобразование энтропии канала в случайную последовательность (СП) проходит в четыре этапа [3]: зондирование, квантование по уровню, устранение битовых ошибок и статистическая постобработка с помощью универсальных хеш-функций. Среди параметров ИХ, для целей генерации СП предпочтительны случайные задержки многолучевых компонент $\Delta\tau$, в силу устойчивости к шуму и низкой коррелированностью выборочной отсчётов [4]. Большие потери в длине, генерируемой СП, возникают на этапе устранения битовых ошибок. Тем не менее, показано [5], что при правильно организованной предобработке ИХ, можно уменьшить количество ошибок. В настоящей работе предложен оригинальный алгоритм извлечения согласованных случайных последовательностей (ССП) из измерений ИХ, выполненных в замкнутом помещении, снижающий требования к вычислительным затратам на устранение битовых ошибок.

Экспериментальные данные зондирования многолучевого радиоканала

Измерения проведены векторным анализатором цепей в полосе частот 2…3 ГГц. Передающая антенна оставалась неподвижной, а приёмная последовательно перемещалась вдоль узлов прямоугольной сетки 42 × 40 с шагом 3 см (всего 1680 положений). Для каждого узла измерялся коэффициент передачи канала $s_{21}(f)$. ИХ канала $h(t)$ восстанавливалась обратным преобразованием Фурье. Шаги по частоте и времени для входной последовательности из $N = 1601$ отсчётов равны

$$\Delta f = \frac{f_{\text{stop}} - f_{\text{start}}}{N-1}, \quad \Delta t = \frac{1}{2(N-1)\,\Delta f}, \tag{1}$$

что в использованной полосе частот даёт $\Delta f = 625$ кГц, $\Delta t = 0{,}5$ нс. Всплески ИХ интерпретировались как многолучевые компоненты канала, а их относительные задержки $\Delta\tau_k = \tau_{k+1} - \tau_k$ и использовались для целей генерации ССП.

Положение приёмника с индексом 0 (ближайший к передатчику угол сетки) принимался за позицию условного наблюдателя E; каждое из 1679 остальных положений трактовались как позиция абонента B на различных удалениях от точки E. Таким образом, каждое зондирование канала даёт пару ИХ: $h_{AB}(t)$ для абонентов системы и $h_{AE}(t)$ – для условного наблюдателя E.

В работе регистрировался только коэффициент передачи s_{21} «прямого канала» (от A до B). Контрольные тестовые измерения обратного коэффициента s_{12} дали практически идентичную ИХ, поэтому для имитации неизбежного приёмного рассогласования

регистраций сторон A и B одна копия измеренного спектра искажалась независимой реализацией белого шума при отношении сигнал/шум равном 30 дБ.

Алгоритм генерации случайно последовательности

Из регистраций ИХ $\{h_{AB}(t), h_{BA}(t)\}$ каждой стороны выделялись локальные максимумы. Для дальнейшей обработки использовались не более восьми пиков с наибольшими амплитудами, что позволяло отбросить ложные пики артефактов обратного дискретного преобразования Фурье. Амплитудный профиль сохранённых пиков преобразовывался в маску доверия – квантильные уровни амплитуд (выделялось восемь уровней, закодированных 3 битами), передаваемую по открытому каналу от A к B. Обе стороны независимо применяли одинаковый детерминированный алгоритм совмещения регистраций, и оставляли только пики с близкими уровнями масок (расхождение не более чем на единицу по уровню амплитуды). Формировался общий список индексов регистраций $\Delta\tau$ для дальнейшего преобразования в ССП. Каждое сохранённое значение $\Delta\tau$ отображалось на 64-уровневую квантильную сетку (6 бит), построенную независимо на каждой стороне без обмена эмпирическими порогами, что даёт до 6 бит двоичной последовательности на каждый пик исходных регистраций ИХ. Описанным способом формировались экземпляры СП K_A и K_B абонентов A и B.

Устранение битовых рассогласований между экземплярами K_A, K_B не требовалось, что устраняло связанные с этим потери. Для приближения распределения битов к равномерному применялась перестановка блоков длиной 8 бит и побитное XOR-сложение с заранее известной случайной последовательностью. Обе эти операции обратимы для наблюдателя E. Окончательная статистическая постобработка выполнялась универсальным хешированием с псевдослучайной матрицей Тёплица с длиной выхода $0{,}85 \cdot n_{вх}$ бит [3]. Условному наблюдателю E были известны параметры алгоритма обработки измеренных данных, что позволяло проводить ему аналогичную обработку над его собственными регистрациями ИХ $h_{AE}(t)$ и создавать третий экземпляр СП K_E. Далее рассматривалась корреляция K_E с экземплярами абонентов K_A, K_B.

Результаты генерации согласованных случайных последовательностей

По описанному алгоритму выполнена обработка 1679 регистраций ИХ абонентов $\{h_{AB}(t), h_{BA}(t)\}$. Среднее расхождение между экземплярами K_A, K_B абонентов A и B составляло 2,26 %. При этом более чем в 90 % случаев, при достаточной взаимности канала $s_{12} \approx s_{21}$, наблюдалось полное побитовое совпадение экземпляров K_A, K_B. Расхождение между экземплярами K_A, K_E сторон A и E было сконцентрировано вокруг 50 %, что означало их статистическую независимость [4, 5]. На рис. показан пример оцифровки предобработанных регистраций ИХ: пики сторон A и B имеют идентичную индексацию при квантовании по уровню и близкие задержки по времени, тогда как профиль пиков регистрации в точке E существенно отличается. Таким образом, условный наблюдатель E не имеет возможности на основании обработки собственных регистраций $h_{AE}(t)$ сформировать экземпляр СП K_E, который идентичен экземплярам K_A, K_B абонентов.

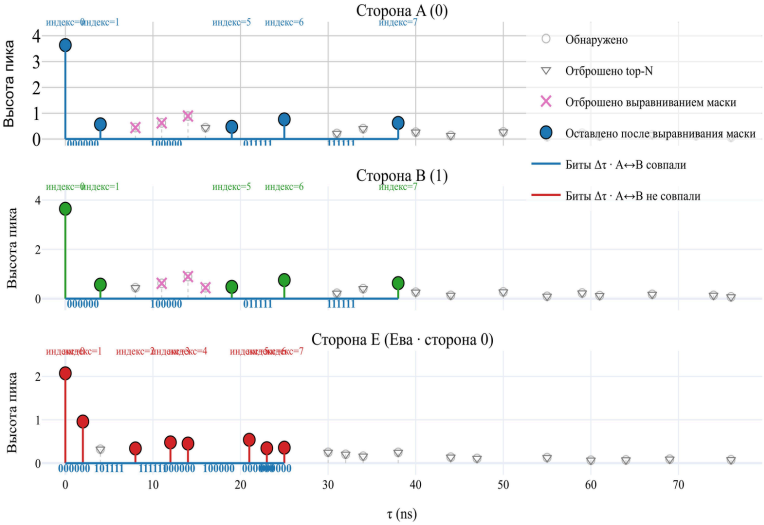


Рис.

Сводные характеристики сгенерированных экземпляров СП приведены в табл.; $n_{сохр}$ – число задержек после согласования масок, $n_{вых}$ – длина выходной ССП, BDR – доля несовпадающих бит. Проверка случайности сгенерированных СП статистическими тестами NIST SP 800-22 не опровергла гипотезу о равномерности и случайности, уровень значимости p лежал в диапазоне [0,30; 0,94]. Однако объем тестируемой СП 57165 позволил провести только 10 тестов из 16.

Табл.

Показатель	Значение
$n_{сохр}$ (среднее / медиана)	40,8 / 42
$n_{вых}$ (среднее / медиана / суммарно)	34,0 / 35 / 57 165 бит
BDR(A,B), среднее / медиана	2,26 % / 0 %
Доля пар с полным совпадением $A \leftrightarrow B$	90,7 %
BDR(A,E), среднее / медиана	0,501 / 0,514
Доля пар с BDR(A,E) $\in$ [0,4; 0,6]	82,0 %

Заключение

Разработанный алгоритм позволял извлечь примерно 35 бит СП из каждой регистрации ИХ. В 91 % случаев абоненты формировали идентичные последовательности

даже без устранения битовых ошибок. При этом условный наблюдатель не смог воссоздать ССП абонентов. Статистические тесты NIST SP 800-22 подтвердили случайность сгенерированных ССП. Отсутствие активного согласования экземпляров ССП делает разработанный алгоритм пригодным для устройств связи с ограниченными ресурсами, для которых протоколы Cascade или LDPC нереализуемы вычислительно.

[1] Zeng K. // IEEE Communications Magazine. 2015. Vol. 53, no. 6. P. 33.
[2] Wang T., Liu Y., Vasilakos A.V. // Wireless Networks. 2015. Vol. 21, no. 6. P. 1835.
[3] Zhang J., Duong T.Q., Marshall A., Woods R. // IEEE Access. 2016. Vol. 4. P. 614.
[4] Patwari N., Croft J., Jana S., Kasera S.K. // IEEE Trans. Mob. Comp. 2010. Vol. 9, no. 1. P. 17.
[5] Dehmollaian E., Etzlinger B., Springer A. // In: Proc. IEEE WCNC 2024. 2024. P. 1.

ОСОБЕННОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ КВАНТОВЫХ КАСКАДНЫХ ЛАЗЕРОВ ДЛЯ ПЕРЕДАЧИ ДАННЫХ

С.А. Чахлов[1, 2)], А.А. Ластовкин[2)], В.В. Дюделев[3)], Г.С. Соколовский[3)], Н.Г. Захаров[2)], Ф.А. Стариков[2)]

[1)] Филиал МГУ в г. Сарове
[2)] РФЯЦ–ВНИИЭФ
[3)] ФТИ им. А.Ф. Иоффе

Введение

Принцип работы квантового каскадного лазера (ККЛ) основан на межподзонных переходах между электронными уровнями энергии в квантовых ямах полупроводниковой многослойной гетероструктуры. ККЛ излучают в инфракрасных окнах прозрачности атмосферы в диапазонах 3–5 мкм и 8–12 мкм. В сравнении с излучением видимого диапазона и диапазонов 1 и 1,5 мкм такое излучение значительно слабее рассеивается на частицах тумана, пыли и дыма. Это позволяет обеспечить стабильную связь на больших расстояниях даже при плохой видимости, когда более коротковолновое лазерное излучение полностью блокируется [1].

Квантовые каскадные структуры, аналогичные ККЛ, используются для создания детекторов ИК диапазона. Полоса частот таких квантовых каскадных детекторов (ККД) достигает 20 ГГц, а чувствительность – 1 мА/Вт в среднем ИК-диапазоне [2], что согласуется со спектральным диапазоном излучения ККЛ и открывает возможности по их совместному применению в системах связи.

Выделение тепла в малом объеме приводит к перегреву активной области квантового каскадного лазера, что влияет негативно на характеристики излучения. В настоящей работе предложен и реализован метод неинвазивного исследования динамики температуры активной области квантового каскадного лазера в импульсно-периодическом режиме генерации. Метод заключается в регистрации излучения внешнего зондирующего лазера после прохождения через структуру квантового каскадного лазера. Проведено моделирование процесса прохождения импульса тока через активную область, получены тепловые профили в динамике. Также в настоящей работе представлены результаты разработки системы оптической связи на основе ККЛ, использующей два типа приёмников: HgCdTe-детектор и ККД, а также результаты испытаний данной системы на дальности 100 м при работе ККЛ при комнатной температуре.

Неинвазивный метод исследования динамики температуры

В настоящей работе используется образец ККЛ, изготовленный в ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН на основе двух типов полупроводников $In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.52}Al_{0.48}As$.

Величины запрещенных зон квантовой ямы и квантового барьера при температуре 300 К составляют 0,74 эВ и 1,47 эВ соответственно. Энергия фотона излучения лазера диапазона 1590 нм – 0,78 эВ. Схема эксперимента представлена на рис. 1. Излучение зондирующего лазера длины волны диапазона 1590 нм с помощью волокна 5/125 мкм с числовой апертурой 0,12 согласовывалось с волноводной модой ККЛ. После прохода через волновод ККЛ излучение регистрировалось InGaAs детектором. Питание ККЛ осуществлялось в импульсно-периодическом режиме с помощью драйвера, формирующего импульсы электрического напряжения заданной амплитуды до 12 В, длительности от 100 нс и частоты 10 кГц, задаваемые с помощью генератора импульсов и задержек. Чип ККЛ смонтирован на теплоотвод, температура которого поддерживалась постоянной 25°С.

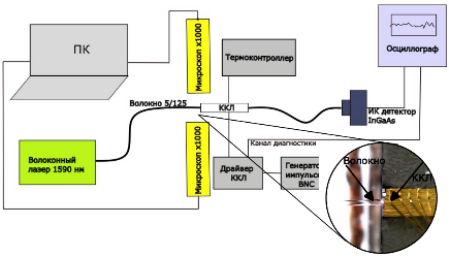


Рис. 1

При подаче на ККЛ импульсов длительностью 100 нс с частотой 50 КГц наблюдалось поглощение излучения лазера-зондировщика, что показано на рис. 2. На рисунке видно, что поглощение увеличивается в 1,6 раза, а затем восстанавливается на первоначальный уровень за характерное время 9 мкс.

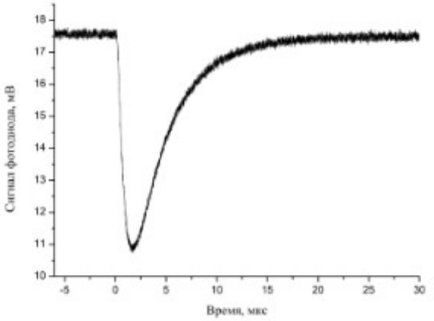


Рис. 2

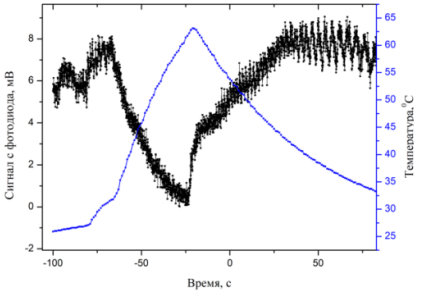


Рис. 3

Также была исследована зависимость поглощения излучения лазера-зондировщика в зависимости от температуры активной области при выключенном питании ККЛ. Результаты представлены на рис. 3.

Синие графики соответствуют температуре активной области ККЛ, а черные – сигналу с фотодиода. Увеличение поглощения в 1,6 раза, соответствующее предыдущему эксперименту, происходит при температуре 45–50°С. Также на рисунке можно наблюдать переколебания, которые объясняются температурным изменением пропускания за счет переключения мод Фабри-Перо волновода ККЛ.

Компьютерное моделирование

Про полупроводниковые материалы, использующиеся при росте структуры ККЛ, известно достаточно, но характеристики теплопередачи гетеропленки из двух типов полупроводников пока находятся в процессе изучения. В целях оценки коэффициента теплопроводности активной области ККЛ проведено моделирование процесса прохождения импульса тока через структуру ККЛ.

Расчеты заключались в решении теплового уравнения методом конечных элементов с применением специализированного программного обеспечения для численного моделирования многофизичных процессов. Полученные тепловые профили каскадной структуры представлены на рис. 4. Здесь верхние 2 профиля соответствуют началу и концу импульса питания, а нижние – началу и концу растекания тепла по подложке. График зависимости температуры активной области от времени представлен на рис. 5. Методом согласованного расчета при варьировании значения теплопроводности активной области, чтобы характерное время остывания структуры составляло 9 мкс, как продемонстрировано на рис. 2, была проведена оценка теплопроводности активной области и составила 0,01 Вт/(м·К).

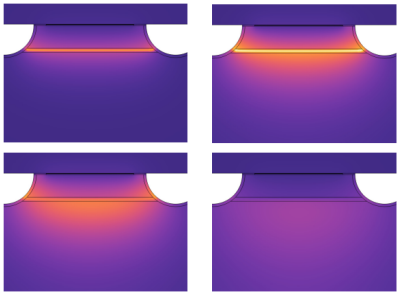


Рис. 4

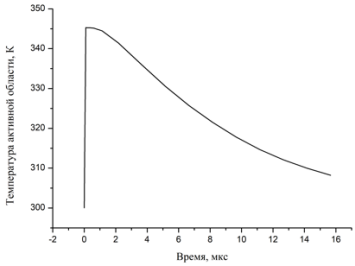


Рис. 5

Передача данных на основе ККЛ

В рамках настоящей работы было реализовано два эксперимента. В эксперименте № 1 применен HgCdTe-детектор на дальности 100 м, эксперимент проводили в условиях моросящего дождя и легкого тумана при видимости менее 1 км. В эксперименте № 2 применили ККД на дальности 3 м в лабораторных условиях. Оптическая схема модулей показана на рис. 6.

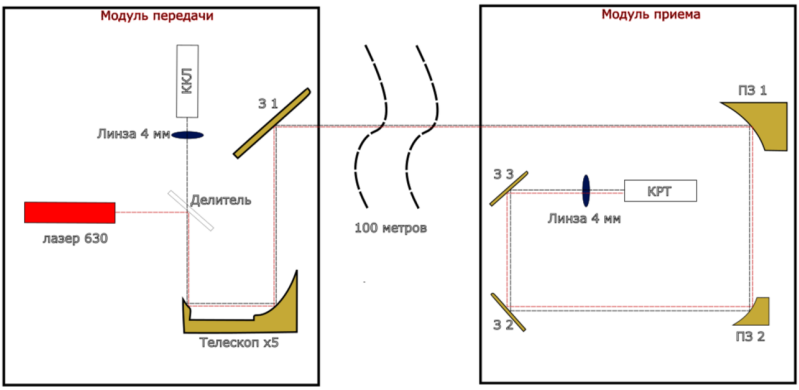


Рис. 6

Модуль передачи информации реализован на основе ККЛ диапазона 8 мкм, изготовленного в ФТИ им. А.Ф. Иоффе. Спектр излучения ККЛ соответствует продольным модам резонатора Фабри-Перо. Полупроводниковая структура ККЛ располагается на медной платформе, обеспечивающей теплоотвод. Температура платформы поддерживается в диапазоне 20°C с точностью 0,1°C при помощи элемента Пельтье, терморезистора и термоконтроллера. Питание ККЛ осуществляется драйвером, формирующим импульсы электрического тока заданной амплитуды. Последовательность импульсов задается с помощью генератора импульсов и задержек. Выходной торец волновода ККЛ расположен в фокусе асферической линзы с фокусным расстоянием 4 мм, которая коллимирует лазерное излучение. Далее на плоскопараллельном делителе, пропускание которого на длине волны 8 мкм составляет >90%, ось излучения ККЛ совмещается с осью излучения юстировочного лазера диапазона 630 нм. Это позволяет визуализировать направление наведения. Затем излучение проходит через пятикратный зеркальный телескоп, уменьшающий его расходимость. Плоское зеркало З1 направляет излучение в сторону приемного модуля.

После преодоления стометровой приземной трассы излучение собирается телескопом, образованным двумя внеосевыми параболическими зеркалами с серебряным напылением П31 и П32 с фокусными расстояниями 6 и 2 дюйма соответственно. Система зеркал З2 и З3 заводит излучение в линзу с фокусным расстоянием 200 мм, которая фокусирует излучение на чувствительной площадке HgCdTe-детектора.

Модуль передачи информации расположен в здании. В 100 метрах от здания располагался приемный модуль. Фотографии модулей представлены на рис. 7.



Рис. 7

Данные передавались в виде одного пакета длительностью до 1 мкс. Пакет данных кодировался следующим образом – весь пакет делился на временные интервалы фиксированной длительностью – биты. Биту “1” соответствует высокий уровень сигнала заданной длительности, а биту “0” – низкий. Пакет данных соответствовал следующей последовательности: “10100000110100011001011” с длительностью битов τ_{bit}=20 нс. Ограничение длительности пакета данных связано с разогревом активной области ККЛ и последующим ухудшения характеристик излучения лазера. На рис. 8 показан результат передачи данных на скорости 42 Мбит/с, сигнал/шум составил 20±5.

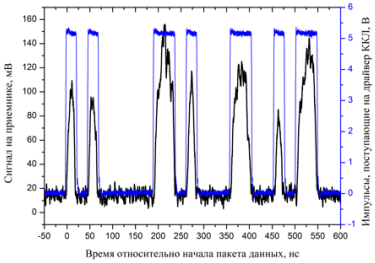


Рис. 8

На рис. 9 представлен результат передачи данных в лабораторных условиях с использованием ККД как приемника. В отличие от предыдущего эксперимента, данные не кодировались, а передавалась последовательность импульсов длительностью 12 нс в виде пакета длительностью 800 нс. На осциллограмме черным цветом отображены импульсы питания ККЛ, а синим – импульсы с ККД при частоте следования импульсов 38 МГц, что соответствует полосе канала связи 76 Мбит/с.

Наблюдается характерный для всех частот модуляции спад амплитуды световых импульсов за время длительности пакета, что может быть объяснено разогревом активной области. В диапазоне от 50 до 400 нс наблюдается выраженная область роста, а затем спада сигнала, что объясняется появлением в спектре излучения второй продольной моды излучения, наблюдаемые также в эксперименте № 1.

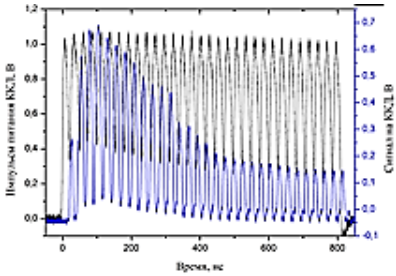


Рис. 9

Выводы

Предложен метод неинвазивного исследования динамики температуры активной области ККЛ в импульсно-периодическом режиме генерации. Метод заключается в регистрации излучения внешнего зондирующего лазера после прохождения через структуру квантового каскадного лазера. Продемонстрировано увеличение поглощения излучения зондирующего лазера с ростом температуры активной области в 1,6 раза, что соответствует нагреву активной области до 45–50°С. Проведено моделирование процесса прохождения импульса тока через активную область, получены тепловые профили в динамике, найдено значение коэффициента теплопроводности активной области 0,01 Вт/м·К. Данное исследование имеет большое практическое значение для создания всепогодной высокоскоростной системы передачи информации в свободном пространстве.

На основе квантового каскадного лазера реализована передача данных в свободном пространстве на скорости до 100 Мбит/с в диапазоне 8 мкм с использованием HgCdTe-детектора в сложных метеорологических условиях на дальности 100 метров. Обнаружено скачкообразное повышение сигнала на величину более чем в два раза, что объясняется появлением в спектре излучения второй продольной моды резонатора Фабри-Перо.

При использовании ККД может наблюдаться всплеск амплитуды огибающей импульсов, также связанный с появлением в спектре излучения ККЛ второй продольной моды. Последующая деградация амплитуды световых импульсов объясняется разогревом активной области квантового каскадного лазера. Решение проблемы разогрева позволит увеличить скорость передачи данных до уровня порядка 100 Гбит/с.

[1] Abramov P.I., Budarin A.S., Kuznetsov E.V., Skvortsov L.A. // J Applied Spectroscopy. 2020. Vol. 87, no. 4. P. 515.
[2] https://www.hamamatsu.com/eu/en/news/featured-products_and_technologies/2025/quantum-cascade-detectors-mid-infrared-sensing.html

ПОСТРОЕНИЕ ПОДСИСТЕМЫ ОБРАБОТКИ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ

Ю.М. Скрябин

РТУ МИРЭА

Введение

Электростатическими сигналами называют нестационарные сигналы датчиков, используемых в системах электростатического мониторинга состояния технических объектов, таких как газотурбинные двигатели, насосы систем пневмотранспорта, горелок и некоторых других систем [1]. С подобного рода сигналами приходится иметь дело и в системах электростатической локации метеоявлений и летательных аппаратов, передвигающихся в атмосфере.

Основными задачами, решаемыми при построении подобного рода систем, является организация обработки информации с массива датчиков. Для некоторых видов обработки электростатических сигналов с каждого датчика требуется не вся зависимость напряжения от времени, а только две её характеристики: признак частоты и признак времени. В проведенных ранее исследованиях, для этого предлагалось использование время-частотного анализа на основе многочисленных сверток сигналов с вейвлет функцией Морле или специальной рациональной функцией, после чего вычисленные признаки отправляются на пункт совместной обработки информации.

Стандартным путем решения такой задачи является снабжение каждого датчика вычислительным устройством. Функцией каждого вычислителя будет вычисление признака времени и частоты для ряда частот сигналов с определенным шагом по времени. После этого на основе полученных данных проводится анализ. Так как самый простой вид датчика представляет собой лист текстолита с медным слоем [2], то однозначно, что его стоимость будет не самой определяющей среди всех компонентов. С учетом того, что для задач электростатического мониторинга количество датчиков может исчисляться тысячами, то удешевление стоимости каждого датчика является важной задачей.

Целью данной работы является рассмотрение возможности первичной обработки электростатического сигнала при помощи микроконтроллера малой битности с аппаратным умножением, но не относящихся к специализированным цифровым процессорам для обработки электростатического сигнала.

Постановка задачи

Задача первичной обработки электростатического сигнала описана в статье [3]. Для лучшей наглядности визуализация используемых вычислительных ресурсов продемонстрировано на рис. 1.

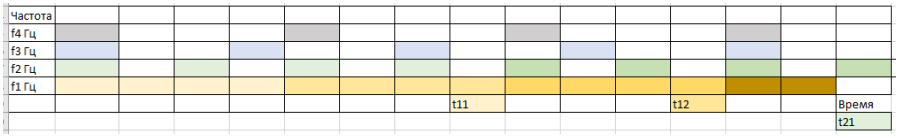


Рис. 1

На рис. 1 указаны две оси: горизонтальная ось времени и вертикальная ось частоты. Это оси графика получаемой функции фазы. Для её вычисления необходимо найти угол получаемой комплексной узловой функции *P*:

$$P(\frac{N-1}{2\cdot f}\cdot l, f) = \sum_{n=1}^{N}(s_i \cdot A_i), \quad (1)$$

$$tp = t + \frac{1}{f}\cdot 2\cdot \pi \cdot arctg(\frac{Im\big(P(\mathrm{t}, f)\big)}{Re\big(P(\mathrm{t}, f)\big)})$$

где s_i – измерительный сигнал с АЦП;
A_i – комплексная анализирующая функция, заданная таблично;
f – частота, на которую настроено преобразование;
l – длина анализирующей функции в периодах.

Число *F*, которое характеризует фазу, получается путем свертки (1) измерительного сигнала с анализирующей функцией. Каждое произведение следует рассчитать в свой момент времени, определяемый как *i*/*f* и добавлять к сумме. Это следует делать для всех *N*, пока не закончится анализирующая функция. В таком случае мы найдем значение узловой функции *P* для выбранной частоты в момент времени середины окна.

Очевидно, что если необходимо найти частоту вдвое, втрое меньшую, то следует делать вычисления в два, в три раза меньше. Это визуализировано на рис. 1.

Алгоритм в работе [3], рассмотренный для рациональной анализирующей функции требует длины функции $l = 10$, и размер шага между окнами в четверть периода. Это приводит к перекрытию окон в 97,5%. Это означает, что для каждой вычисляемой частоты каждое взятие сигнала с АЦП требует 80 произведений (по 1 на мнимую и на реальную часть) с накоплением за время между отсчетами (частота *f1* на рис. 1), а для частоты, вдвое меньшей – уже 40 произведений для данной частоты (частота *f2* на рис. 1), если половину произведений делать между сегментами времени (пустые ячейки на рис. 1).

Задача упрощается тем, что электростатические сигналы имеют малую частоту. Их свертка с анализирующей функцией является наиболее ресурсоемкой частью расчета, так как дальнейшая оценка проводится по условию инвертирования знака фазы функции *P*, и только для этого случая требуется небольшой объем расчетов.

Цель настоящего исследования является оценка возможности использования универсального микроконтроллера для задачи цифровой обработки электростатического сигнала.

Для достижения поставленной цели была решена задача определения частотного диапазона, который может обработать в режиме реального времени микроконтроллер PIC1845K22.

Аппаратная платформа

Микроконтроллер PIC1845K22 имеет 10-битный АЦП, который может получать отсчеты с периодом в 12 мкс в автоматическом режиме. Время считывания регистров составляет не более 8 машинных цикла (1 мкс) с учетом работы на прерывание.

Микроконтроллер выполняет 1 команду за один машинный цикл в 125 нс при подключении кварцевого генератора 8 МГц с умножителем частоты, имеет умножитель 8

на 8, регистровую память для хранения данных в 3,7 кБ, из них 256 байт адресуются напрямую. Это означает, что при табличном хранении анализирующей функции, содержащей 2000 (10 периодов по 100 точек, мнимая и реальная часть) двухбайтных значений, требуется 4 кб памяти (в выбранном микроконтроллере PIC это уже вынуждает к использованию внешней памяти), хранения 4-х байтных значений сверток требует по 320 байт каждая. Реализация алгоритмов оптимизации расчетов обычно требует дополнительной памяти, что явно потребует подключения внешней памяти и ограничений, связанных с этим [4]. Вопрос состоит в том, хватит ли вычислительных мощностей.

Машинное время для вычисления

В работе для оценки граничной частоты использовались эмпирические данные затрат на вычисление свертки (1). Для оценки затрат времени использовался алгоритм, блок-схема которого изображена на рис. 2.

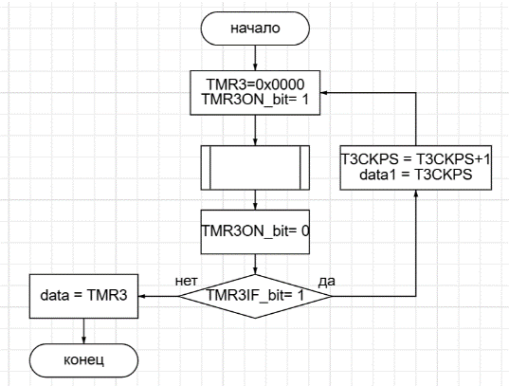


Рис. 2

Для определения времени использовался старт аппаратного таймера TMR3 перед вычислением и его остановка и считывания после вычислений. Прерывание по его переполнению было отключено, но флаг переполнения TMR3IF работал и мог быть считан. Если переполнение имело место быть, то увеличивался коэффициент делителя частоты тактового сигнала для таймера и расчет запускался вновь.

Согласно замерам для произведения двухбайтных чисел (из них заполнены 12), с записью результата в 4 байта требуется 1,25 мкс. Совершение полного акта вычислений одного произведения с накоплением и перемещениями по регистрам по формуле (1) требуется 3 мкс. При использовании неосновных банков регистровой памяти время увеличивается до 3,25 мкс. Это позволяет оценить количество частот, которые может обработать PIC1845K22 при заданных условиях. Рассчитанные диапазоны представлены в табл.

Если перекрытие соседних окон свертки составляет 97,5%, дискретность анализирующей функции составляет 100 точек на период, то при частоте *f1* (рис. 1) необходимо

обрабатывать 40 операций за интервал. Таким способом в режиме реального времени может быть произведена обработка первой частоты 80 Гц.

Если использовать кратные частоты, то обработка возможна с частоты 40 Гц и ниже и количество обрабатываемых частот будет ограничено регистровой памятью. Но шаг по частоте будет довольно велик.

Табл.

Символьное обозначение	Диапазон частот, Гц	Ряд частот, Гц
f1	80	80
f2, f4, f8…f32	2,5–40	40, 20, 10…
f6, f7, f8…f15	5,3–13,3	13.3, 11,4, 10…
f50, f25,f17,f13…f5	1,6–16	16, 13,3, 11,4

Если использовать промежуточные частоты, то это приведет к нерациональному распределению рассматриваемых частот. Поэтому наиболее рациональным способом является обработка с шагом 1,6 Гц в диапазоне 1,6–16 Гц.

Заключение

Использование микроконтроллера PIC1845K22 для первичной обработки электростатических сигналов возможно, если носители электростатического заряда, на которые ориентированы зонда, перемещаются со скоростью, обеспечивающей частоту электростатических сигналов не более 16 Гц. Это соответствует соотношению скорости объектов к высоте над датчиками примерно равному 8, согласно оценкам в статье [3]. Т.е., при расстоянии пролета над датчиком на высоте полметра, скорость не должна превышать 4 м/с.

[1] Yong Y. [et al.] // Measurement. 2021. No. 169. P. 153.
[2] Ластовецкий А.Е., Клепка С.П., Рябоконь М.С. // Вестник концерна ПВО Алмаз-Антей. 2015. № 3. С. 57.
[3] Скрябин Ю.М. // Измерение. Мониторинг. Управление. Контроль. 2024. № 1(47). С. 5.
[4] Сафаралеев В.А., Гусаров А.А. // Труды МАИ. 2025. № 140.

БИОФИЛЬНЫЙ УМНЫЙ ДОМ КАК ПЕРСПЕКТИВНОЕ НАПРАВЛЕНИЕ ПРИМЕНЕНИЯ ТЕХНОЛОГИЙ ИНТЕРНЕТА ВЕЩЕЙ

А.Л. Умнов

ООО «ЭДЕМ»

Термин «Умный дом» (Smart House) был официально введён в 1984 году Американской ассоциацией жилищно-строительных компаний (National Association of Home Builders) для продвижения идеи интеграции новых технологий в проектирование жилья. За все время развития этой концепции основные усилия разработчиков были направлены на управление традиционными бытовыми функциями: освещением, вентиляцией, сигнализацией, мультимедийными центрами и т.п. техническими устройствами с возможностью доступа к ним как с локальных пультов, так и удалённо (через Интернет). При этом подразумевалось, что интерьеры помещений в основном формируются за счет отделочных материалов, мебели, дизайнерски оформленных инженерных систем и других технических устройств.

Так называемый биофильный дизайн помещений, подразумевающий введение элементов живой природы внутрь зданий (в первую очередь растений), стал набирать популярность только в последнее время. Его теоретической основой служит гипотеза биофилии Э.О. Уилсона (1984), утверждающая врождённую потребность человека в связи с природой [1–6]. Современные исследования демонстрируют высокий потенциал такого подхода для улучшения качества жизни в урбанизированной среде. Концепция биофильного умного дома соответствует ESG (Environmental, Social, Governance) подходу в девелопменте, в котором экология, социальная ответственность и качество управления влияют на решения на всех этапах: от планирования и строительства до эксплуатации и продажи. Метаанализ [7] на основе 42-х исследований показывает следующие ключевые закономерности для состояния людей в помещениях с растениями:

1. физиологическое расслабление: значительное снижение диастолического артериального давления, уменьшение активности симпатической нервной системы (по данным ЭЭГ/ЭДА);
2. когнитивные улучшения: повышение точности и скорости выполнения задач на внимание и память;
3. клинические преимущества: у послеоперационных пациентов – снижение потребления анальгетиков, сокращение сроков госпитализации;
4. образовательный контекст: значительное улучшение академической успеваемости и снижение прогулов в классах с растениями.

Отдельно следует упомянуть возможности фитостен по очистке воздуха помещений от патогенных микроорганизмов и химических загрязнителей, которые реализуются при активной продувке воздуха через ризосферу и филосферу растений [8].

Наиболее технологичной основой для внедрения комнатных растений в помещения является вертикальное озеленение на основе фитостен. При этом главным барьером для внедрения фитостен является опасение лиц, принимающих решение о развертывании таких систем, в том, что система окажется сложной в эксплуатации, потребует постоянного внимания персонала и будет плохо предсказуема по затратам.

Как показывает опыт создания и эксплуатации системы ЭДЕМ на нескольких площадках [9], технологии Интернета вещей (IoT) при продуманной модульной конструкции самих фитостен позволяют решить эти проблемы за счет:

- индивидуализированного автоматического обеспечения растениям оптимальных условий по освещению, поливу и удобрению на основе показаний датчиков и априорных данных по предпочтительным условиям для растений различных видов;
- подключения фитостен к системам электропитания, водоснабжения и канализации зданий через служебный модуль, в котором размещаются системы водоподготовки, адаптеры низковольтного питания, системы локального управления и системы связи с центральным сервером;
- наличия резервных автономных источников воды и электропитания, страхующих от аварийных ситуаций с централизованным обеспечением;
- наличия систем санации элементов фитостены, предотвращающих распространение патогенов (использование УФ-обеззараживателей воды, распыление пробиотиков и т.п.);
- многоточечного контроля состояния технических систем фитостены;
- наличия центрального сервера, обслуживающего множество географически распределенных объектов (сбор и аналитика данных, организация регламентного и аварийного обслуживания, оказание консультаций в дистанционном режиме и т.п.);
- наличие блока мониторинга параметров микроклимата помещения (температура и влажность воздуха, освещенность и т.п.).

Как показывает опыт с фитостенами «ЭДЕМ», число датчиков и исполнительных устройств даже для относительно небольших фитостен 10–12 квадратных метров может превышать сто единиц, что требует продуманной организации каналов связи и системы управления. Системы, базирующиеся на IoT-технологиях, позволяют удовлетворить этим требованиям по приемлемым рыночным ценам. При массовом производстве такие фитостены будут дороже аналогов без автоматизации или с минимальной автоматизацией в 1,5–2 раза.



Рис.1



Рис.2

На рис. 1 показана внутренняя структура фитостены ЭДЕМ, на рис.2 – фитостена ЭДЕМ в стадии разрастания растений.

Фитостены могут являться базовым, но не единственным компонентом биофильного «Умного дома». Технологии Интернета вещей позволяют добавить в него такие элементы, как:

- световые панели с имитацией естественного света (такие, как Led Window или SkyLight, обеспечивающие спектр света, близкий к солнечному, плавную смену утреннего, дневного, вечернего и ночного вида неба с имитацией движения облаков и звездного неба);
- имитаторы звуков природы (помимо готовых библиотек (шум леса, моря, дождя), можно внедрить более сложные решения: устройства, которые анализируют контекст (время суток, уровень стресса человека) и подбирают соответствующий аудиоряд);
- имитаторы запахов природы (возможно использование аромодифузоров с автоматическим подбором эфирных масел (лаванда для релаксации, цитрус для бодрости) в связке с датчиками настроения);
- встраиваемые в интерьер аквариумы и палюдариумы с автоматизированным обслуживанием,
- системы управления микробиотой помещений (первые шаги по созданию подобных систем на основе распыления в помещении пробиотиков были сделаны разработчиками системы ЭДЕМ).

Биофильный «Умный дом», состоящий из множества подсистем является сложной биотехнической системой, для безопасной и эффективной работы которой необходима локальная система управления, алгоритмы работы которой базируются на понимании взаимодействия человека с природной средой. Согласованную работу всех подсистем может обеспечить наличие локальной системы управления (локальный контроллер и edge-аналитика) при связи ее с центральным сервером, получающего данные с множества географически распределенных биофильных «Умных домов» и вырабатывающим на основе этих данных алгоритмы управления ими.

[1] Wilson E.O. Biophilia. – Cambridge, MA: Harvard University Press, 1984, 157 p.
[2] Kellert S.R., Heerwagen J.H., Mador M.L. (eds.) Biophilic Design: The Theory, Science and Practice of Bringing Buildings to Life. – Hoboken: John Wiley & Sons, 2008, 368 p.
[3] Browning W.D., Ryan C.O., Clancy J.O. 14 Patterns of Biophilic Design: Improving Health & Well-Being in the Built Environment. – New York: Terrapin Bright Green, 2014, 58 p.
[4] Lee E.J., Park S.J. // Sustainability. 2020. Vol. 12, no. 20. Art. 8572. DOI: 10.3390/su12208572.
[5] Bulaj G., Forero M., Huntsman D.D. // Frontiers in Medicine. 2025. Vol. 12. Art. 1610259. DOI: 10.3389/fmed.2025.1610259.
[6] Browning W.D., Ryan C.O., Walker D.B. The Economics of Biophilia: Why Designing With Nature in Mind Makes Financial Sense. 2nd ed. – New York: Terrapin Bright Green, 2023, 42 p.

[7] Igarashi M., Ikei H., Song C., Miyazaki Y. // Int. J. of Environmental Research and Public Health. 2022. Vol.19, No 12. Art. 7248. DOI: 10.3390/ijerph19127248.
[8] Lyu L., Fleck R., Matheson S., King W.L., Bauerle T.L., Torpy F.R., Irga P.J. // Critical Reviews in Environmental Science and Technology, 2024. DOI: 10.1080/10643389.2024.2438444.
[9] Умнов А.Л., Беспалов Д.А., Волгин И.С. Создание тестовой зоны системы ЭДЕМ в Технопарке «Саров» // Труды XXVI научной конференции по радиофизике. Н. Новгород: ННГУ, 2022. С. 578.

Секция «Физические основы и практическое применение технологий беспроводной связи и информационно-телекоммуникационных технологий»

Заседание секции проводилось 29 мая 2026 г.
Председатель – А.Л. Умнов, секретарь – С.Б. Сурова.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

Труды XXX научной конференции по радиофизике

СЕКЦИЯ
«ПРОБЛЕМЫ ФИЗИЧЕСКОГО И ИНЖЕНЕРНОГО ОБРАЗОВАНИЯ»

Председатель – М.И. Бакунов, секретарь – С.А. Козлов.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

МОДЕЛЬ ПРЕДПРОФИЛЬНОЙ ПОДГОТОВКИ ПО ФИЗИКЕ В УСЛОВИЯХ СЕТЕВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Д.С. Дятлов, О.В. Лебедева

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В современных условиях развития образования особую значимость приобретает формирование у школьников компетенций, соответствующих запросам научно-технического прогресса. Концепция технологического развития Российской Федерации на период до 2030 года определяет необходимость подготовки кадров, обладающих глубокими знаниями в области естественных наук и технологий. Распоряжение Правительства РФ от 19.11.2024 № 3333-р закрепляет предпрофильную подготовку в естественно-научной сфере в качестве одного из приоритетных направлений развития отечественного образования.

Вместе с тем анализ педагогической практики свидетельствует о наличии ряда противоречий: между возрастающими требованиями к уровню физического образования выпускников основной школы и ограниченными ресурсами отдельных общеобразовательных организаций; между необходимостью формирования устойчивой мотивации учащихся к изучению физики на профильном уровне и недостаточной разработанностью моделей предпрофильной подготовки, интегрирующих ресурсы основного и дополнительного образования; между потенциалом сетевого взаимодействия образовательных организаций и отсутствием научно обоснованных механизмов его реализации применительно к предпрофильной подготовке по физике.

Целью исследования является теоретическое обоснование, разработка и внедрение модели предпрофильной подготовки по физике посредством сетевого взаимодействия общеобразовательных учреждений и организаций дополнительного образования детей.

Модель базируется на системном, деятельностном, личностно-ориентированном и средовом подходах. В её основу положены принципы взаимосвязи основного и дополнительного образования, преемственности образовательных программ, индивидуализации образовательного процесса и практико-ориентированности обучения. Углубление базового образования в рамках модели осуществляется через проблемное обучение, расширение практической составляющей, введение исследовательской деятельности, реализацию проектной работы и использование современного оборудования.

Разработанная модель предпрофильной подготовки по физике в условиях сетевого взаимодействия включает три ключевых компонента [1]. Базовый компонент реализуется через традиционные уроки физики на базе общеобразовательной организации (школа № 58 городского округа город Арзамас), элективные курсы и внеурочную деятельность (через Центр внешкольной работы). Дополнительный компонент представлен специализированными дополнительными общеобразовательными общеразвивающими программами для каждого класса: «Робототехника. Механика» для 7 класса (144 часа, 4 занятия в неделю, группы по 12 обучающихся), «Электроника и схемотехника» для 8 класса (144 часа, 4 занятия в неделю, группы по 12 обучающихся), «Моделирование физических процессов» для 9 класса (72 часа), систематизирующая и обобщающая знания, полученные в курсе физики основной школы. Программы реализуются педагогами высшей квалификационной категории Центра цифрового образования детей «IT-куб» на современном оборудовании и имеют широкие метапредметные связи с

математикой, информатикой, технологией и химией. Интегративный компонент обеспечивает сетевое взаимодействие всех участников образовательного процесса, практическую направленность обучения и профессиональную ориентацию.

Ключевой особенностью модели является целенаправленная корреляция содержания дополнительных программ с федеральной рабочей программой по физике для 7–9 классов, обеспечивающая не только закрепление, но и существенное расширение предметных результатов. Так, в рамках программы «Электроника и схемотехника» обучающиеся 8 класса на протяжении 8 педагогических часов практически осваивают темы «Сила тока» и «Электрическое напряжение», при этом не только овладевают навыками измерения силы тока амперметром и напряжения вольтметром (что соответствует требованиям базового уровня), но и при помощи специальных технических средств определяют ЭДС и внутреннее сопротивление источника тока, что соответствует планируемым результатам углублённого уровня изучения физики. Аналогичным образом экспериментальное подтверждение правил Кирхгофа и исследование вольт-амперных характеристик нелинейных элементов (ламп накаливания) в рамках изучения тем «Последовательное и параллельное соединение проводников» выходит за рамки базового уровня и формирует компетенции, необходимые для профильного изучения физики. Проектная деятельность, реализуемая в рамках дополнительного образования, также коррелирует с углублённым уровнем изучения курса физики, поскольку предполагает более интенсивное изучение предмета с акцентом на исследовательскую деятельность и развитие аналитических навыков.

В ходе внедрения модели планируется достижение значительных результатов в двух сферах. В когнитивной сфере – углубление знаний по физике, формирование практических навыков и развитие исследовательских компетенций. В мотивационной сфере – повышение интереса к физике, содействие профессиональному самоопределению и осознанному выбору физико-технического профиля обучения.

Результативность модели оценивается по трем компонентам:

- когнитивный: уровень освоения предметного содержания, понимание связи физики с реальной жизнью и профессиями через контрольные работы и ОГЭ по физике, диагностику по дополнительным общеобразовательным общеразвивающим программам (ДООП) входящую, промежуточную и итоговую;
- деятельностный: владение экспериментальными и исследовательскими умениями, способность решать нестандартные задачи, решение кейсов от партнеров на хакатонах;
- мотивационно-ценностный: интерес к физике, осознанность выбора профиля через методики диагностики направленности учебной мотивации.

Практическая значимость модели заключается в возможности эффективного использования ресурсов образовательных организаций без дополнительных финансовых вложений, повышении качества подготовки учащихся, обеспечении преемственности уровней образования и содействии профессиональному самоопределению школьников. Социальными заказчиками результатов исследования выступают учащиеся 7–9 классов и их родители, общеобразовательные организации, учреждения дополнительного образования, предприятия реального сектора экономики, органы управления образованием, образовательные организации среднего и высшего профессионального образования технической направленности.

Научная новизна предлагаемой модели определяется несколькими аспектами. Во-первых, в отличие от традиционных моделей предпрофильной подготовки, ограничивающихся элективными курсами внутри школы и разовыми мероприятиями (олимпиады, лекции), разработанная модель обеспечивает системную долгосрочную интеграцию ресурсов общеобразовательных организаций и учреждений дополнительного образования без дополнительных финансовых вложений. Во-вторых, существующие исследования по сетевому взаимодействию, как правило, фокусируются на высшем образовании [2, 3] или дополнительном образовании без привязки к школьной программе [4], тогда как предлагаемая модель обеспечивает целенаправленную содержательную связь школьного курса физики с программами организаций дополнительного образования. В-третьих, в отличие от работ по мотивации учащихся, рассматривающих преимущественно психологические аспекты без учёта инфраструктурных изменений, разработанная модель демонстрирует, как объединение ресурсов непосредственно влияет на мотивацию через практическую вовлечённость обучающихся.

Перспективным направлением развития модели является расширение сети партнёров, модернизация программ, внедрение новых технологий обучения и развитие проектной деятельности. Разработанная модель позволит качественно расширить возможности базового физического образования и обеспечить успешное профессиональное самоопределение учащихся в области физики и техники.

[1] Дятлов Д.С., Лебедева О.В. // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. Серия: Социальные науки. 2024. № 3 (75). С. 229.
[2] Старостина С.Е. // Ученые записки Забайкальского государственного университета. 2024. Т. 19. № 4. С. 35.
[3] Захарова Е.С. // Образование и воспитание. 2017. № 5-1 (15). С. 21.
[4] Палашкина Г.В. // Среднее профессиональное образование. 2012. № 6. С. 43.

ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫЙ МОДУЛЬ «МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ОСНОВНЫХ ФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН»

М.А. Фаддеев, П.В. Андреев

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Измерение физических величин является основой экспериментальной физики, без которой невозможно инженерно-физическое образование и, следовательно, разработка современных наукоёмких промышленных технологий.

Для развития инженерно-физического образования в ряде вузов, в т.ч. в ННГУ организованы Передовые Инженерные Школы (ПИШ). В первый же год работы выяснилось, что для эффективной работы ПИШ необходим этап довузовской подготовки школьников – будущих студентов.

В помощь школьникам, желающим поступить в ПИШ ННГУ, на базе НИФТИ организована Лаборатория инженерной и физической подготовки абитуриентов ПИШ. Для привлечения в ПИШ способных и инициативных учащихся, требуется активное участие учителей среднего общего и среднего специального образования. При этом известно, что учителя физики средних школ перегружены и имеют ограниченные ресурсы для подготовки мотивированных школьников к успешному будущему обучению в университетах по физико-техническим направлениям. Следовательно, необходима разносторонняя, в т.ч. научно-методическая, поддержка преподавателям среднего учебного звена со стороны сотрудников высшей школы. Частью этой помощи является разработанный нами образовательный модуль «Методика измерения основных физических величин».

Основной целью образовательного модуля является ознакомление молодых учителей

- с экспериментальными методами инженерной физики,
- с современными физическими приборами различного назначения,
- с математическими методами обработки результатов эксперимента,
- с информативными и наглядными способами представления результатов экспериментальных исследований.

Материальным воплощением рассматриваемого образовательного модуля является изданное учебно-методическое пособие [1].

Модуль состоит из трех функциональных частей. Первая часть посвящена описанию измерительных систем.

В начале сформулированы базовые понятия измерительных методик: основные и производные физические величины; прямые измерения с применением эталонов; косвенные измерения с использованием функциональных зависимостей; точность и воспроизводимость измерений. Установлена градация методов измерений по разным понятийным категориям: по точности; по диапазонам измеряемых величин; по физическим принципам, на основе которых функционируют приборы, по доступности в условиях школьных физических кабинетов.

Рассмотрены следующие основные физические величины: длина, масса, время, температура, угол.

Сначала для измерений размеров объектов, находящихся в классе или кабинете, предлагаются линейки и мерные ленты с миллиметровыми делениями. Более точные

измерения размеров небольших предметов проводятся с помощью штангенциркулей, микрометров, механических толщиномеров с различной ценой наименьшего деления. Измерения малых размеров проводятся на оптическом микроскопе, снабженным микроскопической шкалой и/или на металлографическом микроскопе, сопряженным с ноутбуком, на котором установлено специализированное программное обеспечение.

Для измерений больших размеров используются специальные приборы, работающие на различных физических принципах, имеющие разные диапазоны применения и обладающие различной точностью (одометры, ультразвуковые и лазерные дальномеры и др.).

В данный раздел включено описание методов измерения огромных расстояний, вплоть до межпланетных и галактических (радиолокация, интерферометрия и др.).

Обучение методике измерения времени начинается с демонстрации простейших приборов, некоторые из которых школьники могут изготовить самостоятельно (солнечные часы, клепсидры, песочные часы). Затем проводится знакомство с механическими часами и секундомерами, принцип работы основан на свойстве изохронности колебаний. Далее, в ходе практикумов выполняется освоение электронных часов и секундомеров, сравнение их с механическими устройствами. Измерение малых интервалов времени проводится с помощью световых ворот, действие которых основано на фотоэффекте. В практикумах широко используется видеосъемка смартфонами с последующей раскадрировкой.

С измерениями масс тел школьники сначала знакомятся на примерах рычажных равноплечих весов различной точности (бытовых, школьных, аптекарских, аналитических). Важным для инженерно-физического образования является освоение пружинных весов, работающих на основе закона Гука. При этом рассматриваются конструкции, работающие как на растяжение, так и на сжатие. Для подготовки к разработке современных технологий необходимо практическое освоение школьниками электронных весов, использующих тензорезистивный эффект.

Для полноценного получения инженерно-физического образования школьникам также важно осваивать методы измерения температуры. Простейшими приборами, с которыми учащиеся знакомы с детства, являются жидкостные термометры, функционирующие на основе теплового расширения. На том же физическом явлении основано действие биметаллических термометров. В современных электронных термометрах измерения температуры производятся на основе терморезистивного эффекта или эффекта Зеебека с помощью термопары. Высокие температуры (несколько сотен градусов Цельсия) измеряются пирометрами и тепловизорами, которые работают на базе регистрации электромагнитного теплового излучения, при этом тепловизоры позволяют визуализировать пространственное распределение температуры.

Следующие разделы модуля содержат описания методов прямых и косвенных измерений производных величин. Приведены методы и показаны приборы измерения объемов, сил, ускорения, массовой плотности, коэффициентов трения, электрического напряжения, показателя преломления.

Экспериментальная физика требует, после проведения измерений, проведения квалифицированной математической обработки эмпирических результатов [2]. По этой причине вторая часть модуля содержит подробное изложение элементарных математических методов обработки результатов экспериментов.

В начале изложены правила округления и методы работы со значащими цифрами. Затем подробно описаны различные виды погрешностей результатов экспериментов: приборные, систематические, случайные. Приведены процедуры расчета абсолютных и относительных погрешностей при заданной доверительной вероятности. Для погрешностей косвенных измерений записаны в явном виде формулы для основных функциональных зависимостей, используемых в школьной программе.

Далее излагаются методы линейной интерполяции, экстраполяции и аппроксимации с приложением оценок погрешностей вычисляемых параметров. Приведен алгоритмы расчета коэффициента линейной корреляции. Математические методики изложены на уровне, доступном для учителей средних школ и мотивированных старшеклассников.

Необходимой составной частью инженерно-физического образования является корректное и информативное представление результатов исследовательской экспериментальной работы. Третья часть модуля посвящена изложению способов информативного и наглядного представлению результатов. выполненной экспериментальной работы.

Показаны ограниченные достоинства представления результатов в виде таблиц. Рассмотрены различные варианты построения графиков полученных зависимостей, проведен анализ типичных недостатков. На примерах описано применение диаграмм различных типов (гистограмм, круговых и лепестковых диаграммы. Убедительно показано, что графики и диаграммы различных типов предпочтительнее таблиц.

По рекомендациям учителей, руководящих исследовательскими работами школьников, учебное пособие [1] снабжено несколькими приложениями. Приложение 1 посвящено анализу физического смысла идеализаций, широко используемых при изложении теоретических положений физики в средней школе. В приложении 2 приведены краткие, но чёткие определения декартовой и полярной систем координат на плоскости, а также связи между ними. Приложение 3 содержат формулировки элементарных операций с векторами, включая скалярное и векторное произведение, В приложении 4, по многочисленным просьбам учителей, изложены приемы графического решения задач кинематики, которые часто вызывают трудности у школьников. Учебное пособие [1] завершается иллюстрациями шкал масс и размеров физических объектов Вселенной.

Содержащиеся в учебном пособии [1] методические рекомендации успешно используются учителями физики средних школ Нижнего Новгорода. Электронный вариант пособия распространяется по школам городов Российской Федерации путём личных контактов на регулярных учебно-методических конференциях.

[1] Фаддеев М.А., Андреев П.В. Измерительные приборы и методика измерений. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2025, 134 с.

[2] Фаддеев М.А. Элементарная обработка результатов экспериментов. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2003, 120 с.

ОПЫТ РЕАЛИЗАЦИИ РАЗДЕЛА «ОСНОВЫ ПАЙКИ» В РАМКАХ ДОПОЛНИТЕЛЬНОЙ ОБЩЕРАЗВИВАЮЩЕЙ ПРОГРАММЫ «ШКОЛА ЭЛЕКТРОНИКИ»

П.К. Бурдаков, С.А. Козлов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Одной из актуальных проблем современного инженерного образования является **разрыв между теоретическими знаниями**, получаемыми в рамках школьного курса физики, **и реальными практическими навыками** работы с электронными компонентами и паяльным оборудованием [1, 2]. Школьники нередко успешно решают абстрактные задачи на законы цепей, но испытывают затруднения при чтении принципиальных схем, идентификации компонентов и монтаже реальных устройств. Дополнительное образование предоставляет уникальную возможность преодолеть этот разрыв за счёт практико-ориентированных программ, где теория немедленно подкрепляется действием.

Цель данной работы — **обобщить педагогический опыт реализации раздела «Основы пайки»** в рамках дополнительной общеразвивающей программы «Школа электротехники, схемотехники и пайки» и представить количественные показатели его эффективности. В ходе работы решались следующие задачи: 1) описать методическую структуру раздела, адаптированного для разновозрастной аудитории без начальной подготовки; 2) представить систему оценивания и контроля; 3) проанализировать результаты итоговой аттестации и динамику вовлечённости; 4) сформулировать выводы об эффективности предложенной методики.

Методика и организация раздела

Раздел «Основы пайки» был реализован в первом полугодии 2025-2026 учебного года на базе Центра военно-патриотического воспитания г. Нижнего Новгорода. Обучение проводилось в двух разновозрастных группах (возраст воспитанников — от 10 до 17 лет) в очном формате. Общая продолжительность раздела составила 16 занятий (32 академических часа) с периодичностью один раз в неделю. Начальная специальная подготовка не требовалась, что обеспечивало доступность программы для широкого круга школьников. Итоговую аттестацию прошли 15 воспитанников, полностью завершивших курс.

Содержательно раздел строился на принципе глубокой интеграции теории и практики по схеме «изучение компонента — сборка демонстрационного устройства». Такая логика позволяла воспитанникам не просто запоминать определения, но сразу видеть результат работы изученного элемента в реальной схеме. Были выделены три логических блока:

1. **Вводный блок (занятие 1):** техника безопасности при работе с паяльным оборудованием, освоение базовых навыков пайки (лужение, монтаж компонентов на макетную плату), сборка первой простейшей схемы. На этом этапе закладывалась культура безопасной работы и формировался первый «быстрый успех», критически важный для удержания мотивации.

2. **Основной блок (занятия 2-7, 9-15):** последовательное изучение элементной базы (резисторы, конденсаторы, диоды, транзисторы) и законов схемотехники. Каждая тема закреплялась сборкой конкретного функционирующего устройства, использующего изученные компоненты (например, «Светомузыка» на транзисторах). Сложность проектов возрастала от занятия к занятию, что обеспечивало плавное наращивание компетенций без «скачков» и демотивации.
3. **Блок контроля (занятия 8 и 16):** проведение зачёта и экзамена для объективной оценки полученных компетенций. Эти мероприятия также служили дополнительным мотивирующим фактором, так как воспитанники видели чёткие критерии успеха.

Система оценивания была двухуровневой. **Текущий контроль** осуществлялся на каждом занятии в форме наблюдения за работой воспитанника, соблюдением техники безопасности, а также проверкой работоспособности собранных макетов. Дополнительно фиксировались активность и аккуратность. **Итоговый контроль** включал два обязательных мероприятия:

- **Зачёт (8-е занятие):** практическая работа по сборке и пайке заданной схемы с оценкой качества монтажа, соблюдения технологии пайки и времени выполнения. Максимальный балл — 40.
- **Экзамен (16-е занятие):** комплексная проверка, состоящая из теоретического теста (проверка усвоения основных понятий и законов) и практического задания по самостоятельной сборке и отладке более сложной схемы. Максимальный суммарный балл — 80.

Результаты и их анализ

По итогам реализации раздела были достигнуты следующие количественные показатели (по выборке из 15 воспитанников, завершивших полный курс):

Средняя посещаемость за весь период обучения составила 91,7%. При этом в группе 1 (11 человек) была зафиксирована ярко выраженная положительная динамика: посещаемость выросла с 72% в сентябре (начало курса) до 96% в январе (период зачёта и экзамена). Это прямое свидетельство возрастающего интереса к содержанию программы и эффективности выбранной методики с точки зрения удержания контингента.

Средний балл за зачёт составил 28,0 из 40 (70,0%). Доля воспитанников, сдавших зачёт, — 86,7% (13 из 15). Один воспитанник не справился с зачётом при удовлетворительной посещаемости, что является единичным случаем и не носит системного характера.

Средний балл за экзамен составил 65,0 из 80 (81,3%). Доля сдавших экзамен — **100% (15 из 15).** Все воспитанники, допущенные до итоговой аттестации, успешно продемонстрировали сформированные компетенции.

Особого внимания заслуживает **сравнительный анализ результатов зачёта и экзамена.** Средний балл за экзамен (81,3%) существенно превышает средний балл за зачёт (70,0%). Это подтверждает эффективность выбранной модели обучения: практические компетенции успешно наращиваются в течение курса, и к финалу воспитанники демонстрируют более высокий уровень владения материалом, чем на промежуточном этапе. Кроме того, практическая часть экзамена, включающая сборку более сложной

схемы, была выполнена всеми участниками успешно, что говорит о прочности сформированных навыков пайки и монтажа.

В ходе обучения сформировалось устойчивое ядро мотивированных воспитанников (11 человек в группе 1 и 4 человека в группе 2), показывающих стабильно высокие результаты. Были выделены лидеры — воспитанники, продемонстрировавшие не только отличные академические показатели, но и высокую степень самостоятельности, творческий подход и интерес к инженерным задачам. Например, абсолютный лидер отделения набрал 202 балла из возможных, показав максимальные результаты как на зачёте, так и на экзамене.

Заключение

Предложенная методика — последовательное наращивание сложности практических задач при тесной связи теории с немедленной сборкой работающих устройств — доказала свою высокую педагогическую эффективность. Ключевые выводы:

1. **Высокая практическая результативность.** Средний балл итогового экзамена (81,3%) при 100% сдаче — это сильный результат для разновозрастной группы без начальной подготовки. Программа успешно формирует устойчивые навыки пайки, монтажа и чтения схем.
2. **Положительная динамика вовлечённости.** Рост посещаемости с 72% до 96% к концу курса свидетельствует о том, что практико-ориентированный подход с «быстрым результатом» (работающее устройство за одно-два занятия) эффективно удерживает интерес школьников и формирует внутреннюю мотивацию [2].
3. **Практические навыки усваиваются надёжнее теоретических.** Сравнение результатов зачёта и экзамена показывает, что в процессе обучения происходит не только накопление знаний, но и их успешное закрепление через практику.

Данная методика является воспроизводимой и рекомендуется для использования в других учреждениях дополнительного образования технической направленности, особенно при работе с разновозрастными группами и начальным уровнем подготовки.

[1] Соболев Л. Б. // Экономический анализ: теория и практика. 2018. Т. 17, № 7 (478). С. 1252.

[2] Величков В. А. // Вестник Пермского государственного гуманитарно-педагогического университета. Серия: Информационные компьютерные технологии в образовании. 2005. № 1. С. 172.

АПРОБАЦИЯ МАКЕТА TELEGRAM-БОТА ДЛЯ АДАПТАЦИИ И ВОСПОЛНЕНИЯ ПРОБЕЛОВ ПО МАТЕМАТИКЕ У ПЕРВОКУРСНИКОВ

И.А. Ватрухин, Н.Н. Колодкина

ГБОУ ВО НГИЭУ Княгининский университет

В условиях цифровизации образования первокурсники часто сталкиваются с трудностями адаптации к вузовскому учебному процессу, особенно в области математики, где требуется восполнение пробелов в базовых навыках арифметики, работы с дробями, отрицательными числами, корнями, степенями, логарифмами, тригонометрией и правилами быстрого счёта [1]. Для поддержки этого процесса был создан макет Telegram-бота — интерактивной платформы, сочетающей самостоятельное решение задач, отслеживание прогресса и многопользовательские соревнования [2]. Настоящая работа посвящена апробации этого макета в учебной практике.

Цель работы — апробация макета Telegram-бота как инструмента поддержки адаптации первокурсников и восполнения пробелов по математике, интегрирующего образовательные и игровые элементы. В ходе апробации проверялись организация тем и подтем, система регистрации пользователей с хранением профилей, механизм генерации и решения задач с фиксацией времени, ошибок и статистики, многопользовательский игровой режим, а также административные функции управления правами доступа, базой данных и отчётами об ошибках [1].

Техническая основа макета

Апробируемый макет реализован на языке Python с использованием библиотеки aiogram для интеграции с Telegram Bot API [3]. Для хранения данных (профили, статистика, задачи) применяется NoSQL-база MongoDB с асинхронным драйвером Motor, обеспечивающим высокую производительность и масштабируемость. Задачи организованы в JSON-файлах по темам с уникальными идентификаторами (например, arith_1 для арифметики). Асинхронность (async/await) позволяет параллельно обрабатывать ответы пользователей в игровом режиме, где на каждый вопрос отводится 30 секунд, а очки начисляются по формуле (1):

$$P = max\left(1;\ 10 - \frac{t}{3}\right), \qquad (1)$$

где t — время (в секундах), затраченное пользователем на ответ.

Структура тем

Проверяемая структура тем макета включает семь основных разделов (см. таблицу), каждый из которых охватывает ключевые аспекты школьной математики, необходимые первокурснику.

Структура тем и подтем макета

Тема	**Подтема**
Арифметика	Сложение, вычитание, умножение, деление

Действия с обыкновенными дробями	Сложение и вычитание с одинаковыми знаменателями, умножение, деление
Действия с отрицательными числами	Сложение и вычитание, умножение и деление
Десятичные дроби	Сложение, вычитание, умножение, деление
Квадраты чисел	Вычисление квадратов чисел
Правила быстрого счёта	Умножение на однозначное и двузначное число, на 5, 25, 15, 125, 75, 9, 11; деление на 5
Игровой режим	Логические задачи и все другие подтемы

Игровой режим

Игровой режим организован как последовательный процесс: хост создаёт игру, выбирая подтему, после чего генерируется уникальный шестизначный код и создаётся лобби. К игре можно присоединиться по коду или ссылке (до восьми игроков). Игра начинается при готовности всех участников и минимуме двух игроков. Каждый раунд включает одновременную отправку вопроса всем игрокам, 30 секунд на ответ, фиксацию времени и рассылку результатов. Очки зависят от скорости ответа: максимум десять за мгновенный ответ, минимум один — за последний. По окончании десяти раундов формируется итоговая таблица с местами, очками и индивидуальной статистикой.

Результаты апробации

Апробация макета подтвердила работоспособность основных сценариев: регистрации пользователей, генерации и проверки задач по всем семи разделам, ведения статистики и многопользовательского игрового режима. Валидация входных данных, обработка исключений (try-except) и разграничение прав доступа обеспечили устойчивую работу при одновременном подключении нескольких пользователей. По итогам апробации намечены направления доработки: расширение банка задач, уточнение формулы начисления очков и улучшение интерфейса лобби.

В перспективе предусмотрены интеграция с внешними системами, взаимодействие с другими авторами, а также перенос бота в отечественный мессенджер MAX.

[1] Ваганова О.И., Смирнова Ж.В. // Балтийский гуманитарный журнал. 2020. Т. 9, № 3 (32). С. 205.
[2] Снегурова В.И., Степанова Д.С. // Проблемы современного педагогического образования. 2021. № 72-2. С. 253.
[3] Telegram Bot API: documentation. URL: https://core.telegram.org/bots/api (дата обращения: 24.01.2026).

ОБЕСПЕЧЕНИЕ УСЛОВИЙ ДЛЯ ДОСТИЖЕНИЯ НЕОБХОДИМОГО ТЕОРЕТИЧЕСКОГО УРОВНЯ И ПРАКТИЧЕСКОЙ ПОДГОТОВКИ МОЛОДЫХ РАЗРАБОТЧИКОВ РАДИОТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

С.М. Некоркин, М.Е. Францев, О.Е. Зверева

АО «ФНПЦ «ННИИРТ»

Поиск эффективных вариантов реализации комплексных подходов в подготовке инженерно-технических кадров является актуальной задачей, решение которой напрямую связано с успешной реализацией деятельности в области научных исследований и разработок инновационной продукции. В свою очередь, послевузовские мероприятия, реализуемые непосредственно на предприятии, играют огромную роль в развитии личностно-профессионального потенциала молодых инженерно-технических кадров, занятых в области научных исследований и разработок. Вариант реализации комплексного подхода к подготовке инженерно-технических кадров в области научных исследований и разработок инновационной продукции в НИИ радиотехнической направленности на примере профориентационной деятельности АО «ФНПЦ «ННИИРТ» представлен в работе [1].

В настоящей работе рассмотрены мероприятия, проводимые в рамках послевузовской подготовки молодых разработчиков, реализуемые в АО «ФНПЦ «ННИИРТ». Это следующие мероприятия: актуализация потребностей организации в повышении научно-технического уровня разработчиков; получение разработчиками соответствующей практической подготовки; разработка индивидуальных программ обучения и подготовки работников; организация лекций, консультаций, лабораторного практикума; организация образовательного процесса по программам повышения квалификации; поддержка при поступлении в аспирантуру и выполнении диссертационных работ; стимулирование к научной работе и повышению уровня образования.

Как известно, актуализация потребностей в повышении научно-технического уровня и получению соответствующей практической подготовки разработчиков – это процесс, прежде всего, связанный с выявлением и систематизацией текущих и перспективных требований организации к развитию профессионального потенциала молодого работника для поддержания конкурентоспособности и реализации стратегических целей. В общем случае, актуализация потребности является достаточно сложной задачей, включающая в себя как анализ текущего состояния научно-технического потенциала, выявление внешних и внутренних факторов влияния, ожидаемый эффект, так и многое другое.

Мероприятие, связанное с разработкой индивидуальных программ подготовки, носит заявочный характер и учитывает потребности и объем знаний молодых инженеров. Прежде всего, разработка подобных программ ставит своей целью помощь в структурировании процесса самообразования сотрудника, а планирование времени изучения материала (получения практических навыков) носит лишь рекомендательный характер.

Организация лекций, консультаций, лабораторного практикума носит как плановый, так и заявочный характер. Особый интерес представляет мероприятие, связанное с выполнением лабораторного практикума, который в отличие от лабораторных работ, дополняющих курсовые лекции, адаптирован для формирования базовых навыков, необходимых для начала работы молодых инженеров-разработчиков. Основные темы

работ связаны с исследованием и моделированием алгоритмов, связанных с радиотехническими устройствами по направлениям деятельности института.

Большой объем мероприятий связан с организацией учебного процесса по программам повышения квалификации. Курсовые программы подготовки разрабатываются с учетом общих пожеланий и предложений сотрудников разрабатывающих подразделений и имеют как теоретическую, так практическую направленности. Теоретический курс позволяет методично вводить необходимую терминологию и физические закономерности при раскрытии тем, использовав при этом только самые необходимые формулы для понимания и объяснения физических процессов. Необходимо отметить, что теоретический курс готовит слушателей к практическому изучению схемотехнических и алгоритмических решений в системной и аппаратной реализации радиотехнических устройств по программам практической подготовки.

Как сообщалось ранее, специалистами АО «ФНПЦ «ННИИРТ» разработана дополнительная профессиональная программа профессиональной переподготовки работников разрабатывающих подразделений по курсу «Способы применения методов и средств фотоники для приема, обработки, передачи и генерации радиосигналов» [2]. Курс обучения может быть реализован в виде трех программ повышения квалификации: «Микроволновая твердотельная фотоника. Методы проектирования», «Приборы и устройства радиофотоники», «Радиофотонные технологии в радиотехнических изделиях».

Для развития ключевых компетенций наставников в институте в рамках реализации образовательных мероприятий по их подготовке разработана программа повышения квалификации «Наставник на рабочем месте». Программа содержит модули «Специальная подготовка», которые необходимо изучить наставникам для приобретения ключевых компетенций, профиль которых различается в зависимости от вида наставничества. В контексте разрабатывающих подразделений – «Наставник (творческие специальности)». В частности, введены темы, связанные с методами обучения инструментам творческого мышления и спецификой творческой деятельности специалиста технической сферы. Особое место при раскрытии тем уделено изучению основных этапов творческого процесса, а также системному подходу к решению сложных научно-технических задач.

В институте введено обязательное анкетирование по результатам обучения по дополнительным профессиональным программам повышения квалификации и итогам проведения тематических лекций.

В рамках мероприятия, связанного с поддержкой при поступлении в аспирантуру и выполнении диссертационных работ запланированы проведение следующих консультаций: по методологическим подходам научного планирования; по универсальным этапам научного исследования, консультирование по нормативным требованиям к диссертации и её оформлению; по предоставлению и предварительному рассмотрению диссертации. Кроме этого, осуществляется заслушивание докладов по материалам диссертационных исследований в рамках общеинститутских семинаров и семинаров, проводимых в разрабатывающих подразделениях.

Мероприятие по стимулирование к научной работе и повышению уровня образования направлено на создание благоприятных условий для профессионального развития, повышения уровня образования и научной квалификации перспективных

работников. Предусмотрены следующие формы стимулирования: оплата обучения по программам среднего профессионального образования, программам высшего образования; именные стипендии для проходящих обучение и разовые премии за защиту кандидатской диссертации на соискание ученой степени кандидата наук.

Таким образом, в работе представлен вариант реализации комплексного подхода к подготовке инженерно-технических кадров в области научных исследований и разработок инновационной продукции в НИИ радиотехнической направленности на примере послевузовских мероприятий, реализуемых в АО «ФНПЦ «ННИИРТ».

[1] Некоркин С.М., Францев М.Ю., Зверева О.Е. // Труды XXVIII научной конференции по радиофизике. – Н. Новгород, 2024. С. 537.
[2] Некоркин С.М., Францев М.Ю., Журба М.В. // Труды XXIX научной конференции по радиофизике. – Н. Новгород, 2025. С. 541.

СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ ИНЖЕНЕРНОГО ОБРАЗОВАНИЯ НА РАДИОФИЗИЧЕСКОМ ФАКУЛЬТЕТЕ

А.К. Британков[1, 2)]

[1)] ИПФ РАН
[2)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Образование – то, что остается после того,
когда забывается всё, чему учили.
Альберт Эйнштейн

Введение

Подготовка студентов по специальностям «специальные радиотехнические системы» (СРС) и «противодействие техническим разведкам» (ПТР) на базе радиофизического факультета ННГУ им. Н.И. Лобачевского связана с насущной необходимостью развития научно-технического и производственного потенциала страны, в значительной мере определяемого квалифицированными специалистами, обладающими фундаментальными знаниями в области современной радиоэлектроники, радиоэлектронной борьбы и смежных направлениях [1]. В процессе обучения студенты приобретают не только знания по своей предметной области, но и развивают личностные качества, формируют мировоззренческие взгляды, а также адаптируются к выбранной профессии, что влияет на качество обучения и мотивацию к работе выпускаемых вузом специалистов [2]. Существующие на текущий период проблемы снижают как образовательный уровень университета в целом, так и знания студентов радиофизического факультета, обучающихся по указанным специальностям. В этом контексте приобретает актуальность именно освещение проблем инженерного образования, поскольку корректно поставленная задача уже более чем наполовину содержит решение.

Социологические исследования среди студентов ПРТ и СРС

На основе проводимых с 2022 г. социологических исследований на радиофизическом факультете для будущих специалистов по СРС и ПТР, прослеживаются особенности менталитета студентов, обусловленные средой, воспитанием и государственной идеологией, либо отсутствием таковых.

Анкета, включающая в себя около 40 вопросов, направлена на комплексное изучение характеристик личности, что позволяет построить картину личностных качеств и выявить особенности коллективного и индивидуального восприятия образовательного процесса современным поколением студентов радиофизического факультета. Опрос проводится по нескольким блокам, включая общую эрудицию, профессионализацию личности, самоидентификацию, гражданственность, ценности и жизненные приоритеты. Для повышения достоверности данных и исключения стандартных ответов из предлагаемых альтернатив, сгруппированные по блокам вопросы перемешаны между собой в анонимном опросном листе [3].

В 2024 г. в исследованиях принимало участие 53 человека (из них 2 девушки). 2025 г. в исследованиях принимали участие 32 человека (20 студентов, обучающихся по специальности СРС и 12 студентов, обучающихся по специальности ПТР), среди которых

было 3 девушки, в 2026 г. анкетирование проведено лишь для 14 человек (10 человек, обучающихся по специальности ПТР (из них 4 – девушки) и 4 человека, обучающихся по специальности СРС). Снижение числа студентов-радиофизиков, обучающихся по указанным специальностям, иллюстрирует тенденцию изменения отношения абитуриентов к выбору специальности при поступлении в вуз.

Обработка результатов анкетирования и анализ содержания опросных листов, а также частоты упоминания и наличия нестандартных ответов, показывает, что подавляющее большинство анкет заполнены корректно (96-99 %), что подтверждает достоверность полученных данных. Характерно, что за последние годы соотношение количества студентов, обучающихся по специальностям ПТР и СРС изменилось на противоположное: в 2022 г. относительная численность групп студентов составляла 70 % (СРС) к 30 % (ПТР), а в 2026 – 29 % (СРС) к 71 % (ПТР). При этом изменение отношения студентов в процессе обучения к выбранной специальности колеблется от 35 до 53 % от общего количества обучающихся, что отражает их восприятие образовательного процесса в ННГУ им. Н.И. Лобачевского.

Проблемы инженерного образования на радиофизическом факультете

Среди проблем инженерного образования на радиофизическом факультете можно выделить следующие:

- колебания векторов направлений государственной образовательной идеологии и нарушение воспитательного звена в среднем и дошкольном образовании;
- недостаточное количество абитуриентов с необходимым уровнем подготовки;
- снижение критериев образовательного уровня в ННГУ им. Н.И. Лобачевского;
- подмена понятий, когда инструмент измерения сформированности компетенций превращается в цель образовательной деятельности вуза;
- снижение заинтересованности студентов выбранной специальностью;
- отсутствие адаптации студентов в процессе обучения к выбранной профессии;
- слабая мотивация студентов к получению профессиональных навыков;
- влияние социально-психологических особенностей и использования ИИ на развитие критического мышления студентов;
- отсутствие оперативной корректировки учебных планов с учётом требуемых векторов профессиональной подготовки на втором и третьем годах обучения;
- блокировки интернет-ресурсов, мобильного интернета, мессенджеров;
- разобщение радиофизического сообщества, индивидуализация студентов;
- низкий уровень материального обеспечения профессорско-преподавательского состава;
- разрыв причинно-следственной связи между квалификацией специалиста и размером его материального обеспечения и качеством жизни.

Перечисленные проблемы в той или иной степени характерны и для других технических и инженерных специальностей (и не только) вузов Российской Федерации, поскольку образовательная система отражает происходящие в обществе процессы, а менталитет людей в целом одинаков для всех уровней системы управления. Так, поговорка «Летела ракета, попала в болото – какая зарплата, такая работа» наглядно иллюстрирует ситуацию с оплатой труда преподавателей и инженерно-технических работников. Проблематично заниматься работой, не отвлекаясь на решение собственных

жизненных проблем. Так, месячная заработная плата (даже с учётом индексаций), например, доцента ННГУ, в несколько раз меньше средней по региону стоимости одного квадратного метра строящегося в Нижнем Новгороде жилья. Следует заметить, что средняя заработная плата курьера, или руководителя среднего звена на предприятиях ОПК этого же региона значительно выше, а заработная плата начальника средней руки в Федеральной службе по надзору в сфере связи, информационных технологий и массовых коммуникаций равна или превышает среднерыночную стоимость квадратного метра в новостройках г. Москва. Огромный ущерб образовательному процессу наносят блокировки как мобильного интернета вообще, так и конкретных ресурсов, содержащих колоссальные объёмы информации. Осложняя организацию дистанционного обучения и работы (а в некоторых случаях – исключая полностью), подобные ограничения приводят к отставанию от современного уровня науки и техники. Ограничение доступа к обучающим материалам (в т.ч. на видео платформах) на зарубежных ресурсах вынуждает искать способы обхода подобных блокировок, что, возможно, развивает соответствующие умения и навыки, однако во многих случаях порождает дополнительные сложности и проблемы. При этом стремление университета полностью заполнить бюджетные места для сохранения выделенного финансирования при отсутствии абитуриентов с необходимым уровнем подготовки снижает квалификационный уровень выпускников. Более того, при разработке учебных планов не учитывается тот факт, что обучение невозможно без желания и усилий самого человека, так как в отличие от знаний, мыслительный процесс нельзя навязать извне.

Результаты исследования

Результаты блока вопросов «Самоидентификация и жизненный путь» традиционно демонстрируют высокий уровень девиантности по отношению к профессиональному самоопределению: около трети студентов затрудняются ответить, кем они видят себя через пять лет. В группе респондентов, определившихся с профессией, преобладает ориентация на востребованного технического специалиста (более 15 %) или работника промышленности. Почти половина респондентов предполагает неоднократную смену профессии в течение жизни, что с одной стороны отражает стремление к адаптивности к изменяющимся условиям, а с другой – реалистическое ощущение пульса времени и текущих тенденций. Любопытно, что ни один из респондентов не указал в качестве будущей профессии работу курьером, популярной у молодёжи и более оплачиваемой, чем инженерные специальности.

Исследование по блоку «Профессионализация личности» показывает изменение отношения к выбранной профессии в процессе обучения в университете более чем у половины студентов (53 %), что свидетельствует о влиянии образовательной среды университета на профессиональное становление [4]. Ключевыми дисциплинами, по мнению студентов, являются профессионально ориентированные предметы, такие как «Основы теории цепей», «Радиотехнические системы» и связанные с математикой дисциплины «Математический анализ», «Аналитическая алгебра» и т.д. (рис. 1).

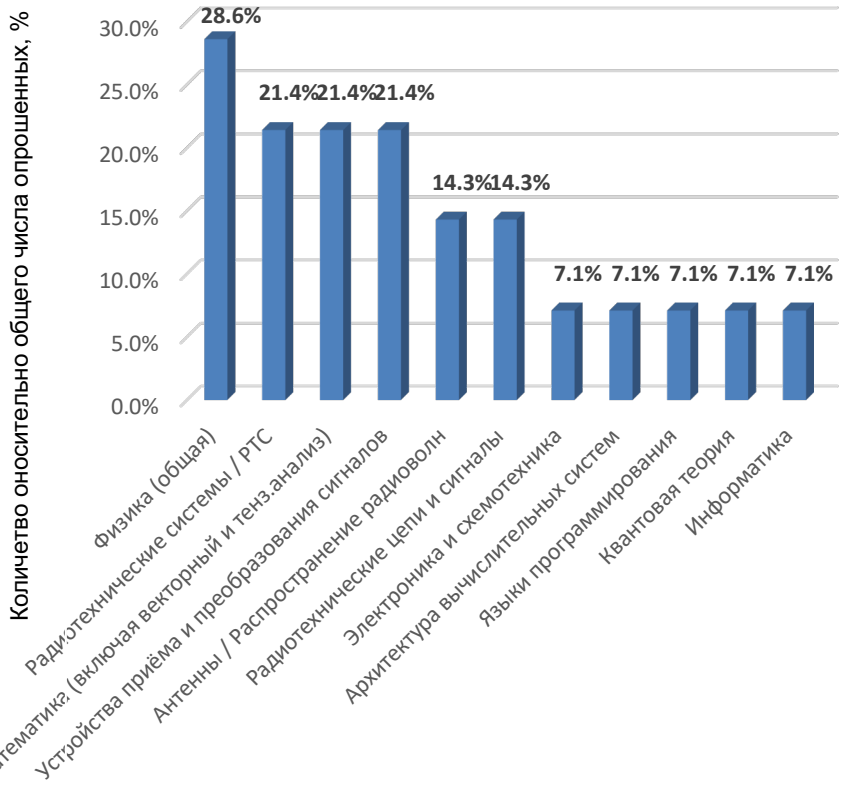


Рис. 1

Следует отметить, что студенты связывают свою специальность с высокой ответственностью и сложностью выбранной профессии, считая более сложным лишь медицинское направление обучения. Однако две трети студентов (64%) в той или иной степени используют ИИ в учёбе, а более трети – регулярно, что не позволяет говорить об эффективном развитии физического (радиофизического) восприятия, критического мышления. Данное обстоятельство подтверждают другие результаты опросов – творческое начало и аналитическое мышление студентов как специалистов занимает второстепенное место, что определяется системой их базового образования, настроенного на шаблонное дискретно-клиповое восприятие предлагаемых паттернов. Трудно ожидать технологического прорыва или поддержания существующего уровня науки и техники в Российской Федерации, если выпускники радиофака не будут выходить за рамки накопленных человечеством знаний и разрабатывать технику, опережающую уже созданную до них. Отсутствие креативности у студентов, обучающихся в университете,

отражающем устройство типичной административно-производственной системы, иллюстрирует цитата А.С. Грибоедова: «Ведь он дойдёт до степеней известных, ведь нынче любят бессловесных».

Блок «Гражданственность» показал, что большинство студентов (от 53 до 72 %) хотят жить и работать в России, что отчасти может указывать на патриотические настроения в молодёжной среде. Однако нельзя исключить того, что студенты полагают весьма вероятным удары по некоторым так называемым недружественным странам, неоднократно пересекавшими красные линии, где в таком случае жить и работать станет некомфортно. Ответы респондентов на вопрос о возможном участии в специальной военной операции находятся в прямой зависимости от соотношения числа курсантов СРС и студентов ПТР, что показывает их видение ситуации, а также отношение к необходимости рисковать жизнью.

Социальная идентичность респондентов в первую очередь связана с ролью студента (53 %) и члена семьи (34 %), что подтверждает ориентация их системы ценностей на семью (31 %) и профессиональную самореализацию (22 %), при второстепенной значимости материального благосостояния (рис. 2).

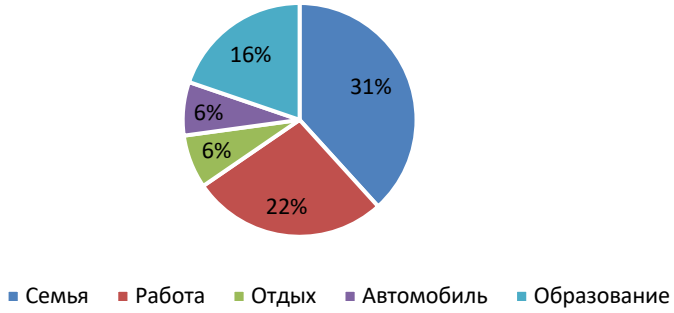


Рис. 2

В самоидентификации студентов преобладают социальные (доброта, коммуникабельность) и регуляторные (целеустремлённость, ответственность) качества. Значительная часть студентов видит путь к достижению своих целей через улучшение академических результатов, что демонстрирует их стремление к саморазвитию и нацеленность на учёбу.

Студенты-радиофизики традиционно демонстрируют высокий уровень общей эрудиции, что подтверждается чтением книг 90 % студентов и обширными метапредметными знаниями. В рамках опроса по блоку «Общая эрудиция» в анкетах наиболее популярными жанрами читаемых книг являются фантастика, русская и зарубежная классика, где среди авторов с большим отрывом лидируют Ф.М. Достоевский, Агата Кристи и Эрих Мария Ремарк. Однако метапредметные знания студентов не относятся к

географии. Так, менее трети (31 %) опрошенных верно указывают долю площади современной России на карте мира. В постковидный период групповая идентичность студентов ощутимо снизилась – в 2022 г. 70 % респондентов ассоциировали аббревиатуру РФ с названием своего факультета, в то время как лишь 29 % студентов в 2026 г. смогли продолжить вторую часть лозунга «РФ-СЛФ». В дополнение к этому, ушедшие в прошлое ССО и ДРФ, отмена выездов студентов на уборку урожая, привели к обратному эффекту – освободившееся время не помогло учебному процессу, а разобщило людей, когда общение стало оцениваться в значительной мере через призму личностной эффективности.

Заключение

«Войны выигрывают не генералы, а школьные учителя и приходские священники (Отто Фон Бисмарк)», поэтому снижение внимания к проблемам воспитания, единого для школы и вуза, не гарантирует мотивации и последующего профессионального роста выпускников, необходимого для научно-технологического развития страны. Хотя для будущих радиофизиков и характерны относительно высокий уровень эрудиции, развитые социальные и регуляторные качества, в обобщённом психологическом портрете личности студента отсутствует групповая идентичность. Обучающиеся в значительной мере ориентированы на индивидуальное саморазвитие, получение академических знаний и традиционные семейные ценности. Готовность к смене рода деятельности подтверждает их стремление как специалистов к востребованности на рынке труда. Испытуемые осознанно выбрали радиофак, хотя возможно, подобный выбор обусловлен более прозаическими причинами, например отсутствием конкурса при подаче документов на выбранную специальность.

Таким образом, для поддержания мотивации и последующего трудоустройства по специальности, целесообразно контролировать взаимодействие студентов с образовательной средой, организовывать стажировки для закрепления на практике полученных знаний, а также учитывать данные подобных исследований при корректировке учебно-методических планов, уделяя не последнее место решению отмеченных проблем системы образования, типичных для настоящего времени.

Автор выражает благодарность старшему преподавателю кафедры радиотехники радиофизического факультета С.А. Козлову за внимание и поддержку работы, а также доценту кафедры психологии и управления факультета социальных наук М.В. Прохоровой за проведение социологических исследований и обработку полученных данных, а также обсуждение результатов и конструктивные замечания.

[1] Британков А.К., Емельянова С.С., Киреева В.В., Крупинова Ю.С., Хлебникова Д.А., Шаманова А.Д. // В кн.: Тр. XXVIII конференции по радиофизике. – Нижний Новгород: Изд-во ННГУ, 2024. С. 549.
[2] Прохорова М.В. Психология труда: учебно-методическое пособие. – Нижний Новгород: Изд-во ННГУ, 2012, 71 с.
[3] Канеман Д. Думай медленно, решай быстро. – М.: АСТ, 2023, 656 с.
[4] Маленова А.Ю., Алимбаева Б.Ш. // Вестник Омского университета. Серия «Психология». 2016. № 2. С. 12.

Секция «Проблемы физического и инженерного образования»

Заседание секции проводилось 19 мая 2026 г.
Председатель – М.И. Бакунов, секретарь – С.А. Козлов.

СЕКЦИЯ
«ДИНАМИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА»

Председатель – Ал.В. Калинин, секретарь – А.А. Тюхтина.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

ВОЗНИКНОВЕНИЕ АВТОКОЛЕБАНИЙ В ОПТОЭЛЕКТРОННОМ ГЕНЕРАТОРЕ

Р.С. Бирюков, Е.Ю. Кадина, А.П. Комарова

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Рассмотрим математическую модель процесса самовозбуждения оптоэлектронного генератора, вызванного различными шумами в элементах его схемы. Будем считать, что оптоэлектронный генератор приближенно можно описать схемой, изображенной на рис. 1.

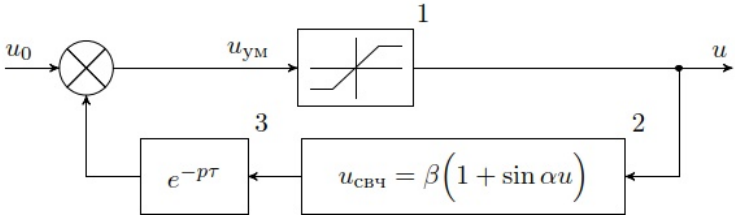


Рис. 1

Блок «1» соответствует усилению мощности и описывается функцией насыщения:

$$u = sat\, u_{\text{ум}}, \qquad sat\, u_{\text{ум}} = \begin{cases} u_{\text{ум}}, & |u_{\text{ум}}| \le 1, \\ sign\, u_{\text{ум}}, & |u_{\text{ум}}| > 1. \end{cases} \tag{1}$$

Блоки «2» и «3» описывают изменение сигнала при прохождении по оптоволоконному кабелю и, соответственно, возникающую при этом временную задержку, т.е. на выходе блока «3» будет сигнал $u_{\text{свч}}(t-\tau)$. Безразмерные параметры $\alpha = \pi U_0/U_\pi$ и $\beta = \kappa K_p/2$ отвечают за физические характеристики оптоволоконного кабеля.

Необходимо определить условия возникновения автоколебаний в рассматриваемом оптоэлектронном генераторе, а также установить соответствующие этим режимам значения параметров.

Положим $u_0 = 0$ и заменим блок запаздывания «3» его аппроксимацией Паде:

$$e^{-p\tau} = \frac{6 - 2\tau p}{6 + 4\tau p + \tau^2 p^2}, \tag{2}$$

что равносильно введению в систему фильтра низких частот. В результате получаем дифференциальное уравнение второго порядка:

$$\ddot{v} + 4\dot{v} + 6v = 6F(v) - 2\dot{v}F'(v), \qquad F(v) = \beta(1 + sin(\alpha\, sat\, v)), \tag{3}$$

здесь для краткости введено обозначение $v = u_{\text{ум}}(\tau t)$. Таким образом, наличие автоколебаний в оптоэлектронном генераторе соответствует существованию периодических решений уравнения (3). Для упрощения дальнейших вычислений будем использовать в качестве функции насыщения гладкую функцию $u = \text{th}\, v$.

В этом случае состояния равновесия системы (3) расположены на оси абсцисс, их координаты v^* находятся из решения уравнения $v^* = F(v^*)$. При изменении

параметров α и β число состояний равновесия меняется. Ограничимся рассмотрением только тех значений параметров, при которых в системе существует единственное состояние равновесие. Для этого найдем решение системы уравнений

$$v^* = F(v^*), \qquad F'(v) = 1, \tag{4}$$

что равносильно тому, что график функции $F(v)$ имеет точку касания с биссектрисой первого квадранта. Соответствующая кривая на плоскости параметров показана на рис. 2 пунктиром. Для всех значений параметров, отвечающих точкам, расположенным ниже этой кривой, система (3) имеет единственное состояние равновесия, которое при $F'(\mathrm{v}^*) < -\left(5 + \sqrt{27}\right)$ есть устойчивый узел, при $-\left(5 + \sqrt{27}\right) < F'(\mathrm{v}^*) < -2$ — устойчивый, а при $F'(v) > -2$ — неустойчивый фокус. Кривая Γ_0, соответствующая условию $F'(\mathrm{v}^*) = -2$, изображена на рис. 2 сплошной линией; она отвечает наличию в системе сложного фокуса. Участок этой кривой, начиная от точки A и ниже, обозначен через Γ_0^- и может быть параметризован следующим образом:

$$\Gamma_0^- = \left\{\left(\alpha, \beta = \frac{x^-(\alpha)}{1 + sin(\alpha\, th\, x^-(\alpha))}\right) : \alpha \geq \alpha_{min} \approx 4.073689\right\}, \tag{5}$$

где

$$x^-(\alpha) = arth\frac{1}{\alpha}\left(c_0 + \frac{4c_0^2}{3}\frac{1 + sin\, c_0}{c_0 - cos\, c_0}\frac{1}{\alpha^2} + o(\alpha^{-2})\right), \qquad c_0 \approx 2.8084. \tag{6}$$

Через Γ_0^+ обозначен участок кривой, начиная от точки A и выше, его параметризация имеет вид:

$$\Gamma_0^+ = \left\{\left(\alpha, \beta = \frac{x^+(\alpha)}{1 + sin(\alpha\, th\, x^+(\alpha))}\right) : \alpha_{min} \leq \alpha < \frac{3\pi}{2}\right\}, \tag{7}$$

здесь

$$x^+(\alpha) = y(\alpha) - \frac{1}{2}W_{-1}\left(\frac{1 + sin\,\alpha}{\alpha\, cos\,\alpha}e^{y(\alpha)}\right) + \cdots, \qquad y(\alpha) = \frac{(1 + sin\,\alpha)(\alpha - cos\,\alpha)}{\alpha\, cos^2\,\alpha}, \tag{8}$$

и $\mathrm{W}_{-1}(z)$ – дополнительная ветвь функции Ламберта.

На кривой $\Gamma_0 = \Gamma_0^- \cup \Gamma_0^+$ происходит бифуркация Андронова-Хопфа. Для ее анализа вычислим ляпуновские величины L_1 и L_2, приводя систему (3) к нормальной форме с точностью до членов 5-го порядка включительно:

$$L_1 = -\frac{1}{24}(f_2^2 + 3f_3), \qquad L_2 = -\frac{1}{5184}(10f_2^4 + 43f_2^2f_3 + 39f_2f_3 + 9f_3^2 + 27f_5), \tag{9}$$

для краткости введено обозначение $f_k = F^{(k)}(v^*)$. На кривой Γ_0 параметр $L_2 \neq 0$, а L_1 меняет знак: на участке Γ_0^- параметр $L_1 < 0$, а на Γ_0^+ — $L_1 > 0$. В точке B величина

$L_1 = 0$, но смены знака не происходит. Таким образом, на кривой Γ_0^- происходит суперкритическая бифуркация Андронова-Хопфа, т.е. при пересечении кривой Γ_0^- из области I в область III состояние равновесия становится неустойчивым фокусом и из него рождается устойчивый предельный цикл. На кривой Γ_0^+ происходит субкритическая бифуркация Андронова-Хопфа: при пересечении кривой Γ_0^+ из области III в область II состояние равновесия становится устойчивым фокусом и из него рождается неустойчивый предельный цикл. Кривая γ, разделяющая области I и II, соответствует бифуркации слияния устойчивого и неустойчивого предельных циклов.

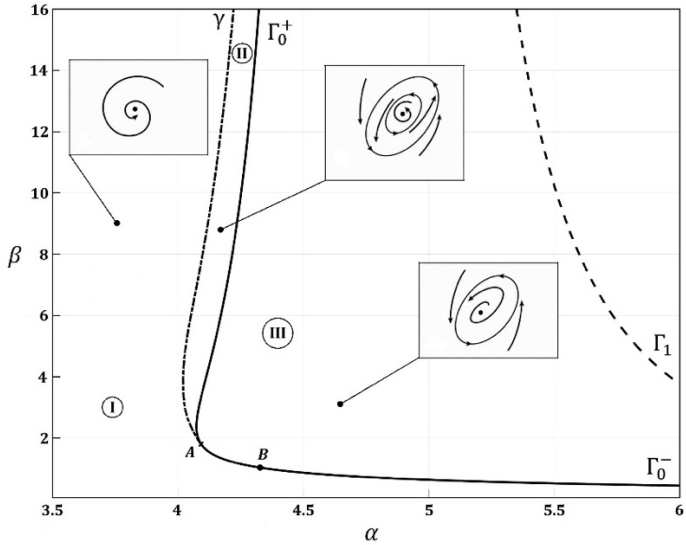


Рис. 2

Окончательно заключаем, что в оптоэлектронном генераторе, модель которого задаётся системой (3), автоколебательный режим реализуется для параметров, принадлежащих области III на бифуркационной диаграмме.

[1] Ван Д., Ли Ч., Чоу Ш.-Н. Нормальные формы и бифуркации векторных полей на плоскости. – М.: Изд-во МЦНМО, 2005, 415 с.
[2] Talla Mbe J.H., Talla A.F., Goune Chengui G.R., Coillet A., Larger L., Woafo P. // Phys. Rev. E. 2015. Vol. 91. P. 012902.
[3] Grachev V.A., Biryukov V.V., Biryukov R.S. // Proc. SPIE 13738, Optical Technologies for Telecommunications 2024, 137380K (14 Aug 2025). https://doi.org/10.1117/12.3067504

ЭФФЕКТ МАГНУСА ПРИ ДВИЖЕНИИ ЗАКРУЧЕННОГО МЯЧА

В.Г. Кузьмин, В.Н. Филиппов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Вращение тела, движущегося в потоке газа или жидкости, может существенно влиять на силы, действующие на него со стороны газа (жидкости). В частности, на осесимметричное тело, вращающееся вокруг оси симметрии, действует сила, направленная перпендикулярно скорости тела. Воздействие такой силы на траекторию движения тела называется эффектом Магнуса. Открыт немецким ученым Г. Магнусом в 1852 г. как результат наблюдения значительного отклонения траектории пушечных ядер от баллистической. Математическое обоснование эффекта Магнуса проще всего вывести для цилиндра (достаточно длинного), вращающегося вокруг своей оси и помещенного в поток газа или жидкости, направленный перпендикулярно оси цилиндра. Вследствие вязкости среды (вязкость, или внутренне трение – свойство жидкостей и газов оказывать сопротивление перемещению одной части относительно другой) цилиндр увлекает ее в направлении своего вращения. Поэтому там, где направление скорости поверхности цилиндра совпадает с направлением набегающего потока, скорость потока оказывается больше, чем на противоположной стороне.

Для содержательного изложения обратимся к одному из основных уравнений гидродинамики – уравнению Бернулли (для краткости говорим только о жидкости, имея при этом в виду как жидкости, так и газы). Уравнение Бернулли установившегося движения несжимаемой идеальной жидкости в поле силы тяжести имеет вид

$$gh + \frac{p}{\rho} + \frac{v^2}{2} = C,$$

где v – скорость жидкости, ρ – ее плотность, p – давление в ней, h – высота жидкой частицы над горизонтальной плоскостью, g – ускорение свободного падения, C – величина, постоянная на каждой линии тока, но в общем случае изменяющая свое значение при переходе от одной линии тока к другой. Установлено швейцарским математиком Д. Бернулли в 1738 г.; выражает закон сохранения механической энергии для движущейся жидкости и устанавливает зависимость между v, p, h. Из уравнения Бернулли следует, что давление среды будет меньше там, где больше скорость потока. В результате возникает сила (часто называется подъемной), действующая на цилиндр, направленная в сторону меньшего давления. Величина подъемной силы определяется теоремой Жуковского. Сформулирована российским ученым в области механики, основоположником аэродинамики Н.Е. Жуковским в 1904 г. Теорема утверждает: если установившийся плоскопараллельный потенциальный поток идеальной несжимаемой жидкости обтекает бесконечно длинный цилиндр заданного профиля перпендикулярно его образующей, на участок цилиндра, имеющий вдоль образующей длину равную единице, действует подъемная сила F, равная произведению плотности среды на скорость v потока на бесконечности и на циркуляцию Γ скорости по замкнутому контуру, охватывающему обтекаемый цилиндр, т.е.

$$F = \rho v \Gamma.$$

Направление подъемной силы получается из направления вектора скорости потока поворотом его на прямой угол против направления циркуляции. Циркуляция скорости является мерой завихренности течения и равна

$$\Gamma = \oint v_\tau ds = \oint \left(v_x dx + v_y dy + v_z dz\right),$$

где криволинейный интеграл берется по замкнутой кривой L, v_τ – проекция скорости на касательную к этой кривой, ds – элемент длины кривой, v_x, v_y, v_z – проекции скорости на координатные оси.

Вихревое движение жидкости или газа – такое движение, при котором малые элементы перемещаются не только поступательно, но и вращаются около некоторой мгновенной оси. Если циркуляция скорости по любому замкнутому контуру, проведенному внутри жидкости (контур будем рассматривать как составленный из находящихся на нем частиц жидкости), равна нулю, то течение жидкости будет безвихревым, потенциальным. В движущейся среде, лишенной вязкости (идеальная жидкость), вихри не могли бы самопроизвольно появиться. В средах с малой вязкостью (вода, воздух) вихревые движения возникают в слое вблизи обтекаемого тела, в т.н. пограничном слое. Аналогичный эффект возникает и при набегании потока на вращающийся шар. Но теорема Жуковского «не работает»: шар не имеет «длины». Справедлив закон Стокса, определяющий силу сопротивления, испытываемую твердым шаром при его поступательном движении в вязкой жидкости:

$$F = 6\pi r v,$$

где η – коэффициент динамической вязкости жидкости, r – радиус шара, v – его скорость. Установлен британским физиком и математиком Дж. Г. Стоксом в 1851 г. Следует отметить, что закон Стокса справедлив лишь при малых значениях чисел Рейнольдса

$$Re = \frac{\rho v l}{\eta},$$

где ρ – плотность жидкости, l – характерный линейный размер тела. Число Рейнольдса является мерой отношения сил инерции, действующих в потоке, к силам вязкости. При малых числах Рейнольдса стационарное обтекание устойчиво. Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что при увеличении числа Рейнольдса, начиная с критического, стационарное обтекание твердых тел вообще невозможно. При числах Рейнольдса, значительно превышающих критическое значение, при обтекании твердого тела потоком жидкости позади тела образуется длинная область турбулентного движения (малые элементы объема совершают неустановившиеся движения по сложным траекториям). В этих течения образуются многочисленные вихри, вследствие чего такие характеристики малых элементов, как скорость, температура, давление, плотность испытывают хаотичные, случайные изменения от точки к точке и во времени. Этим турбулентное течение отличается от ламинарного. Ламинарное течение – это упорядоченное течение, при котором жидкость перемещается как бы слоями, параллельно направлению течения. Такое движение наблюдается или у очень вязких жидкостей, или при течениях с малыми скоростями, а также при медленном обтекании жидкостью тел

малых размеров. С увеличением скорости движения (растет число Рейнольдса) в некоторый момент ламинарное течение переходит в турбулентное. Большинство течений жидкостей и газов турбулентно как в природе (движение воздуха в земной атмосфере, воды в реках и морях, газа в атмосфере Солнца и звезд и т.п.), так и в технических устройствах (в трубах, каналах, в следах за твердыми телами и т.п.). Обтекание вращающейся сферы потоком несжимаемой жидкости (газа) при малых числах Рейнольдса исследовано в [1–3]. Результаты [1] послужили основой для последующих теоретических и численных исследований аэродинамики вращающейся среды. Непосредственно к нашей теме относятся исследования [4–7]: аэродинамика мяча для игры в гольф [4], аэродинамика спортивных мячей [5], эффект от кручения на полете бейсбольного мяча [6]. Особняком стоит работа [7] о движении мяча по спирали. В ней проведен анализ работ [1, 2, 4, 5, 6] и проведенных авторами изящных и убедительных экспериментов. Ярко выраженную спиралевидность траектории вращающегося мяча можно ожидать (при соответствующей силе удара и начальной закрученности) в настольном теннисе, гольфе, большом теннисе. В футболе траектория мяча примет существенную спиралевидность тогда, когда мяч пролетает достаточно большое расстояние (порядка 30 м) при сильном ударе и значительной закрученности. Футбольные болельщики со стажем помнят невероятную траекторию мяча после штрафного удара (завершившегося голом) футболиста сборной Бразилии Роберто Карлоса по воротам сборной Франции 3 июня 1997 г. (видеозапись доступна). Кстати, зафиксированная максимальная скорость мяча после удара Роберто Карлоса равна 198 км/час.

[1] Rubinow S.I., Keller J.B. // J. Fluid Mech. 1961. Vol. 11. P. 3.
[2] Barkla H.M., Auchterloniet L.J. // J. Fluid Mech. 1971. Vol. 47. P. 437.
[3] Наумов В.А., Соломенко А.Д., Яценко В.П. // Инж.-физ. журн. 1993. Т. 65, № 3. С. 287.
[4] Davies J.M. // J. Appl. Phys. 1949. Vol. 20. P. 821.
[5] Metha D. // Annu. Rev. Fluid Mech. 1985. Vol. 17. P. 151.
[6] Nathan A.M. // Am. J.Phys. 2008. Vol 76. P. 119.
[7] Dupex G., Goff A.L., Quere D., Clanet C. // New J. Phys. 2010. Vol. 12. 093004.

ГОМОКЛИНИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС, ЭЛЛИПТИЧЕСКИЕ ТОЧКИ И ЗАДАЧИ ПУАНКАРЕ

С.В. Гонченко

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Как мы определяем, гомоклинический резонанс — это бифуркационное явление, при котором возникновение гомоклинического касания сопровождается образованием в окрестности $\boldsymbol{U}$ гомоклинической орбиты кластера из бесконечного множества устойчивых (эллиптических) траекторий всех последовательных периодов $\boldsymbol{k}, \boldsymbol{k+1}$, ... начиная с некоторого натурального $\boldsymbol{k}$.

Такое явление бифуркационной коразмерности 2 было открыто в наших работах [1, 2] в случае сохраняющих площадь отображений с квадратичными гомоклиническими касаниями. В этом докладе мы обсуждаем гомоклинический резонанс как явление коразмерности 1 в случае двумерных обратимых отображений с симметричными кубическими гомоклиническими касаниями. Среди новых результатов для теории динамических систем выделим следующие:1) получены эффективно проверяемые условия, при которых двумерные обратимые отображения имеют бесконечно много КАМ-устойчивых эллиптических точек; с периодами $k, k+1$, ...; 2) все точки сосредоточены в одной области: они пробегают за период вдоль окрестности U гомоклинической орбиты; 3) это явление имеет бифуркационную коразмерность 1.

Следуя подходу Пуанкаре, который объединил гамильтонову динамику и небесную механику [3], мы можем предложить некоторый механизм, ответственный за возникновение кольцевых кластеров, удерживающих большое число малых космических тел.

Как нам кажется, рассматриваемая математическая задача имеет прямое отношение к классической задаче Пуанкаре — ограниченной плоской круговой задаче трех тел [3]. Применительно к этой задаче из небесной механики, эллиптическая точка может быть сопоставлена с каким-либо космическим, а окрестность U — с некоторой кольцевой областью пространства, вдоль которой эти тела двигаются. Так как таких тел много, и они имеют разные периоды обхода вдоль U, то они разбредаются по всему кольцу, делая его "телескопически видимым".Напомним, что Пуанкаре рассмотрел пример гамильтоновой системы с двумя степенями свободы с гамильтонианом следующего вида ([3], с.405) $H(x_1, x_2, y_1, y_2) = y_1 - y_2^2 - 2\mu sin^2\left(\frac{x_2}{2}\right) - \mu\varepsilon cosx_1 sinx_2$, x_i, y_i- координаты и импульсы, при этом координаты x_i являются угловыми переменными с периодом2π. Соответствующая гамильтонова система в силу того, что y_1- входит в гамильтониан линейно, легко записывается в форме такой двумерной неавтономной системы

$$\dot{x} = 2y, \dot{y} = \mu sinx + \mu\varepsilon cosxcost. \qquad (1)$$

При $\varepsilon = 0$ система (1) становится двумерной автономной консервативной системой вида $\dot{x} = 2y, \dot{y} = 2\mu \sin x$, ее фазовый портрет на цилиндре показан на рис.1а. Заметим, что система (1) является еще и обратимой, т.е., инвариантной относительно обращения времени и инволюции —замены координат h, такой, что $h^2 = Id$. В частности, как легко убедиться, у системы (1) есть инволюция $R_y: x \to x, y \to -y$. Интересно, что если

в системе (1) сделать сдвиг по времени, заменить t на $t-\frac{\pi}{2}$, то она примет вид $\dot{x}=2y, \dot{y}=\mu\sin x+\mu\varepsilon\cos x\sin t$ и проявится еще одна инволюция $R_x: x\to -x(mod 2\pi), y\to y$.

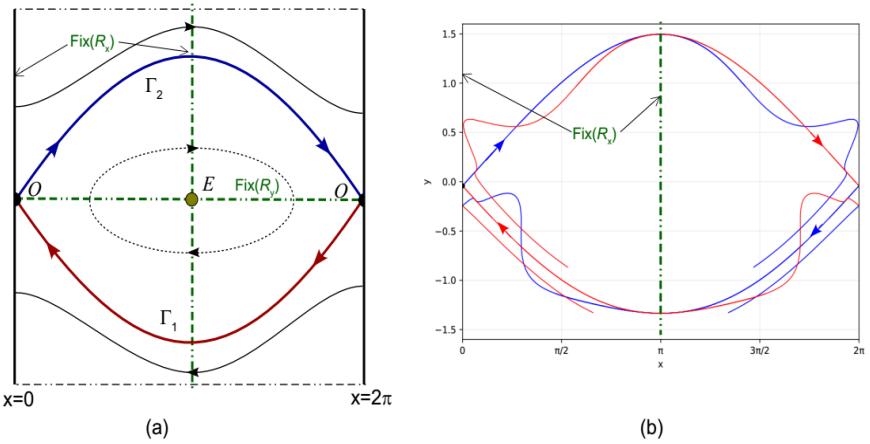


Рис. 1

На рис. 1 (a) Фазовый портрет системы (1) при $\varepsilon=0$. (b) Иллюстрация кубических двух разных типов в отображении Пуанкаре для системы$\dot{x}=2y, \dot{y}=\mu\sin x+p\cos x\sin t+q\sin 2t$. Эти касания симметричны относительно инволюции R_x, но они разные (сравни с касаниями на рис. 2).

В свете настоящей работы система (1) интересна тем, что в ней могут появляться симметричные кубические гомоклинические касания, порождающие явление гомоклинического резонанса. Пример, когда одновременно возникают два разных таких касания, показан на рис. 1b. Ниже мы опишем основные бифуркации симметричных кубических касаний в случае аналитических обратимых двумерных отображений f_0 со следующими свойствами: A) f_0 имеет седловую неподвижную точку O с мультипликаторами λ и λ^{-1}, где $0<\lambda<1$. B) устойчивое и неустойчивое многообразия $W^s(O)$ и $W^u(O)$ седла O имеют кубическое касание в точках траектории Γ_0. C) траектория Γ_0 симметрична, т.е. существует ее точка $M\in\Gamma_0$, принадлежащая линии $Fix(R)$ неподвижных точек инволюции R; D)$W^s(O)$ и $W^u(O)$ пересекают трансверсально $Fix(R)$ в точке M. Эти условия выделяют кубические гомоклинические касания двух типов, см. рис. 2. В настоящей работе мы найдем условия гомоклинического резонанса в случае обратимых сохраняющих площадь аналитических отображений с кубическими гомоклиническими касаниями первого и второго типа.

В основе нашего рассмотрения лежит изучение бифуркаций однообходных периодических траекторий диффеоморфизмов f_0, что эквивалентно изучению бифуркаций неподвижных точек отображений первого возвращения T_k вблизи гомоклинической

траектории Γ_0 Мы показываем, что в момент гомоклинического касания все отображения T_k асимптотически одинаковы.

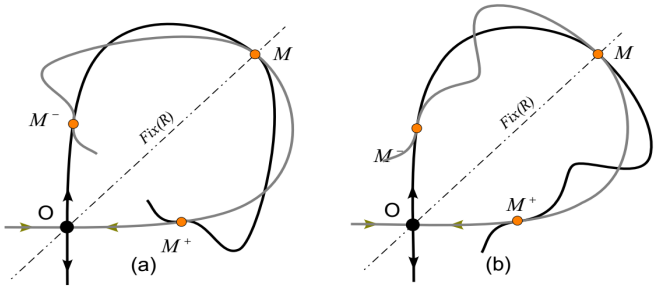


Рис. 2

Лемма. Пусть диффеоморфизм f_0 удовлетворяет условиям **A-D.** Тогда для каждого достаточно большого k отображение первого возвращения T_k может быть приведено с помощью линейной замены координат (рескейлинга) к виду

$$\bar{X} = Y + O\left(\lambda^{k/2}\right), \bar{Y} = MY - X + \nu Y^3 + O\left(\lambda^{k/2}\right), \qquad (2)$$

где $\nu = +1$ и $\nu = -1$ в случае касаний первого типа Рис.2a и второго типа Рис.2b, соответственно, а X, Y и M могут принимать произвольные конечные значения, покрывающие в пределе $k \to \infty$ все R^3.

Эта лемма показывает, что кубические отображения Эно вида $\bar{X} = Y, \bar{Y} = MY - X + \nu Y^3$ являются нормальными формами для отображений T_k в случае симметричных кубических гомоклинических касаний первого ($\nu = +1$) и второго ($\nu = -1$) типов. Таким образом, изучив бифуркации их неподвижных точек, мы сразу же получим описание бифуркаций однообходных периодических траекторий в семействе диффеоморфизмов, удовлетворяющих условиям A-D**.**

Основные бифуркациии в случае симметричных кубических отображений Эно показаны на рис.3. При этом оба отображения имеют на интервале $-2 < M < 2$ эллиптическую неподвижную точку O, которая, как мы показываем, является КАМ-устойчивой. Тогда мы получаем следующий результат.

Теорема 1. Пусть диффеоморфизм f_0 имеет симметричное кубическое касание в силу условий A-D**,** и пусть $-2 < M < 2$, тогда в любой окрестности $U(O \cup \Gamma_0)$ существует счетное множество КАМ-устойчивых эллиптических траекторий всех последовательных периодов начиная с некоторого натурального k.

Интересно отметить, что , $M = 2$ в интегрируемом пределе - когда W^sи W^u совпадают**.** Это означает, что M будет близко к 2 в случае симметричного кубического касания, возникающего при малых периодических возмущениях интегрируемой системы.

Отметим, что отображение Эно с $\nu = -1$ имеет КАМ-устойчивые неподвижные точки при, $M \in (-2,4)$.

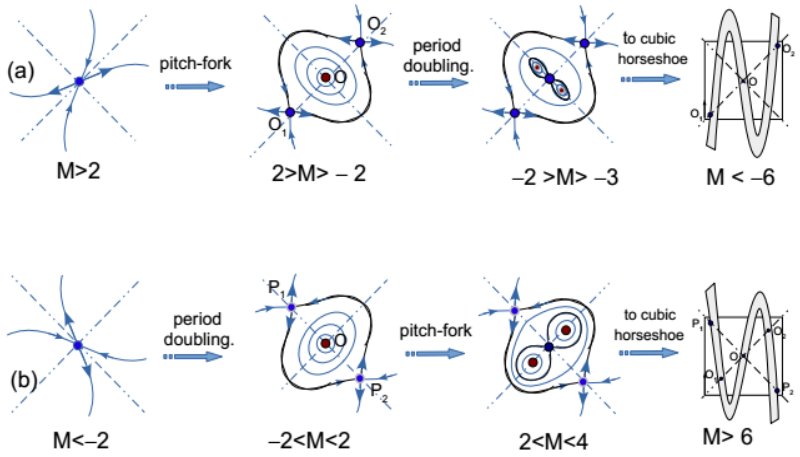


Рис. 3

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 24-11-00339

[1] Гонченко С.В., Шильников С.В.// Доклады РАН . 2001. Т. 378, №. 6. С. 727.
[2] Gonchenko S.V., Gonchenko M.S. // Reg. Chaotic Dyn. 2009. Vol. 14, no. 1. P. 116.
[3] Пуанкаре А. Новые методы небесной динамики. // Избранные труды. – М.: Наука, 1971. Т. 1; 1972, Т. 2.

О ДИСКРЕТНЫХ АТТРАКТОРАХ ЛОРЕНЦА В ТРЕХМЕРНЫХ ОТОБРАЖЕНИЯХ С ОСЕВОЙ СИММЕТРИЕЙ

А.С. Гонченко

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Одна из главных целей данной работы — построение трехмерных отображений, которые были бы одновременно максимально простыми и максимально похожими по динамике и бифуркациям на трехмерные системы типа системы Лоренца. Прежде всего, мы предполагаем, что такое отображение $(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}) = F(x, y, z)$ обладает осевой симметрией S: $\{x \to -x, y \to -y, z \to z\}$, такой же, как в модели Лоренца, а также имеет постоянный якобиан – аналог того, что модель Лоренца имеет постоянную дивергенцию.

Лемма. Трехмерное отображение вида

$$\bar{x} = y, \qquad \bar{y} = \nu_1 x + \nu_2 y + F_1(y, z), \qquad \bar{z} = \nu_3 z + F_2(y), \tag{1}$$

где функции F_1 и F_2 удовлетворяют условиям $\mathrm{F}_1(-\mathrm{y}, \mathrm{z}) = -\mathrm{F}_1(\mathrm{y}, \mathrm{z})$, $\mathrm{F}_2(-\mathrm{y}) = \mathrm{F}_2(\mathrm{y})$, обладает осевой симметрией S и имеет постоянный якобиан $\mathrm{J} = -\nu_1\nu_3$.

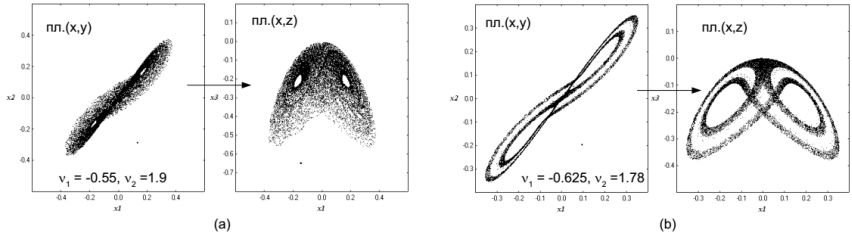


Рис. 1. Портреты аттракторов в отображении (1) при $n_3 = 0.8$, $\alpha = -1$, $a = 0.5$, $b = 0$ в проекции на плоскость (x, y) слева и (y, z) – справа

Мы показываем, что такие трехмерные отображения с постоянным якобианом образуют новый класс отображений, отличный от хорошо известных трехмерных отображений Эно вида $\bar{x} = y, \bar{y} = z, \bar{\mathrm{z}} = Bx + G(\mathrm{y}, z)$. Среди них мы выделяем, прежде всего, квадратичные отображения, нормальная форма которых имеет вид

$$\bar{x} = y, \qquad \bar{y} = \nu_1 x + \nu_2 y + yz, \qquad \bar{z} = \nu_3 z + \alpha y^2,$$

где $\alpha = \pm 1$. Оозначаем эти отображения как $T+$ при $\alpha = +1$ и $T-$ при $\alpha = -1$. Эти отображения разные, но их вторые итерации, $T-^2$ и , $T+^2$, преобразуются друг в друга при замене $y \to -y$, $z \to -z$, $\nu_2 \to -\nu_2$ (дуальная симметрия) [1]. Однако, несмотря на это, бифуркационные сценарии, приводящие к появлению дискретных аттракторов Лоренца, и структура самих этих аттракторов A^+ и A^- существенно отличаются для отображений $T+$ и $T-$. Мы проводим сравнительный анализ аттракторов и исследуем

особенности их гомоклинических структур. Мы показываем, что аттракторы A^- могут быть удивительно похожи на дискретизацию классического аттрактора Лоренца, см. рис. 1, тогда как аттракторы A^+ могут быть вполне аналогичны дискретным аттракторам Лоренца в трехмерном отображении Эно $\bar{x} = y$, $\bar{y} = z$, $\bar{z} = M + Bx + Cy - z^2$ [2]. Однако, были также найдены новые типы дискретных аттракторов Лоренца, которые обладают "закрученной структурой", т.н. "twist Lorenz attractors" [1, 3].

В настоящей работе мы также исследовали кубические отображения из нашего класса, для которых нормальная форма имеет вид

$$\bar{x} = y, \qquad \bar{y} = \nu_1 x + \nu_2 y + yz + ay^3 + byz^2, \qquad \bar{z} = \nu_3 z + \alpha y^2, \qquad (2)$$

с двумя новыми параметрами a и b. Мы рассмотрели ряд бифуркационных сценариев, в которых проследили бифуркации с аттракторами A^+ и A^-, среди которых мы выделили бифуркации, связанные с изменением знака дискретного аналога сепаратрисной величины аттрактора в классической модели Лоренца, и соответственно, с изменением структуры аттракторов A^+ и A^-, см. рис. 2.

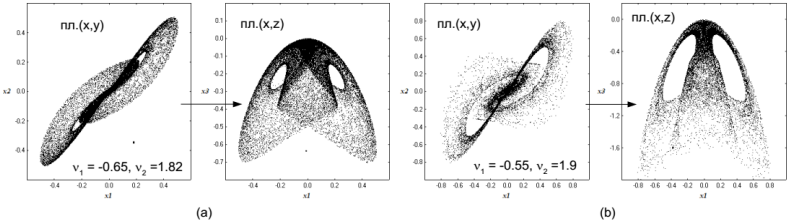


Рис. 2. Портреты аттракторов в отображении (2) при $n_3 = 0.8$, $\alpha = -1$, $a = 0.5$, $b = 0$ в проекции на плоскость (x, y) слева и (y, z) – справа

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 24-11-00339.

[1] Gonchenko S.V., Gonchenko A.S. // Partial Diff. Equations in Appl. Math. 2024. Vol. 11. 100904.
[2] Gonchenko S., Ovsyannikov I., Simo S., Turaev D. // Int. J. of Bifurcation and chaos. 2005. Vol. 15, no. 11. P. 3493.
[3] Gonchenko S., Gonchenko A. // Chaos. 2023. Vol. 33(12). 123104.

ОБОБЩЕНИЕ ТЕОРЕМЫ ГАВРИЛОВА-ШИЛЬНИКОВА НА СЛУЧАЙ НЕГРУБОЙ НЕПОДВИЖНОЙ ТОЧКИ

О.В. Гордеева, С.В. Гонченко

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Рассмотрим однопараметрическое семейство f_μ многомерных диффеоморфизмов, удовлетворяющее условиям **A)**–**D)** ниже.

A)f_0 имеет неподвижную точку O с мультипликаторами $\nu_1 = 1, \nu_i = \lambda_i$, где $|\lambda_i| < 1, i = 1, \dots, m$.

Хорошо известно, что ограничение диффеоморфизма f_0 на локальное (одномерное) центральное многообразие, проходящее через точку O и касающееся собственного направления, отвечающего мультипликатору $\nu_1 = 1$, можно записать в виде $\bar{y} = y + L_n y^{n+1} + o(y^{n+1})$, где коэффициент $L_n \neq 0$ называется ляпуновской величиной. Такая точка O имеет имеет вырождение порядка $n \geq 1$. Мы предполагаем, что

B) точка O имеет вырождение порядка $n \geq 1$ и $L_n > 0$.

В силу условий **A)**–**B)**, точка O является либо точкой типа “седло-узел” при n нечетном, либо типа “сложное седло” при n четном (она называется простым (невырожденным) седло-узлом при $n = 1$ и невырожденным сложным седлом при $n = 2$). Как известно, через точку O проходят два C^r-гладких локальных инвариантных многообразия: одномерное центрально неустойчивое W^{cu}_{loc} и n-мерное сильно устойчивое W^{ss}_{loc}. Мы предполагаем, что эти многообразия продолжаются до глобальных W^{cu} и W^{ss} и выполняется условие

C) Инвариантные многообразия W^{cu} и W^{ss} имеют квадратичное касание в точках некоторой гомоклинической траектории Γ_0.

Вложим f_0 в однопараметрическое семейство f_μ диффеоморфизмов, удовлетворяющее условию

D) При изменении параметра μ исходное гомоклиническое касание расщепляется общим образом, но тип вырождения неподвижной точки O сохраняется.

В настоящей работе мы изучаем бифуркации в семействе f_μ. Такую задачу можно рассматривать как некоторую часть общей задачи изучения гомоклинических бифуркаций в классе многомерных диффеоморфизмов с негрубой неподвижной точкой. Основной результат – это следующая теорема, в которой дано описание основные бифуркаций т.н. однообходных периодических траекторий в семействе f_μ, т.е. таких траекторий, которые имеют периоды k, где $k = \bar{k}, \bar{k}+1, \dots$, и проходят за период ровно один раз вдоль достаточно малой фиксированной окрестности $U(O \cup \Gamma_0)$ исходной гомоклинической орбиты.

Теорема. Пусть f_0– однопараметрическое семейство диффеоморфизмов, удовлетворяющих условиям **A)**–**D)**. Тогда на интервале $(-\mu_0, \mu_0)$ для любого $\mu_0 > 0$ существует счетное множество непересекающихся интервалов δ_k значений параметра μ, $k = \bar{k}, \bar{k}+1, \dots$, которые накапливаются к $\mu = 0$ при $k \to \infty$, и таких, что диффеоморфизм f_μ при $\mu \in \delta_k$ имеет асимптотически устойчивую однообходную траекторию периода k. Границы интервалов δ_k – это точки μ_k^+ и μ_k^-, отвечающие невырожденным бифуркациям типа седло-узел и удвоения периода соответственно.

Основные моменты доказательства. Окрестность $U(O \cup \Gamma_0)$ состоит из малой окрестности U_0 точки O и конечного числа малых окрестностей тех точек траектории Γ_0, которые не принадлежат U_0. Введем в U_0 координаты (x, y), в которых локальное отображение $T_0 = f_\mu|_{U_0}$ имеет вид [1]

$$\bar{x} = Ax + h(x, y)x,\ \bar{y} = y + y^{n+1} + P(y), \qquad (1)$$

где A – $(m \times m)$-матрица, с собственные значения $\lambda_i,\ i = 1, \dots, m$, $h(0,0) = 0$ и $P(y) = O(y^{n+2})$. В этих координатах $W^{ss}_{loc}(O)$ и $W^{cu}_{loc}(O)$ имеют соответственно уравнения $y = 0$ и $x = 0$.

При $\mu = 0$ выберем в U_0 две точки траектории Γ_0: точки $M^+(x^+, 0) = (x^+, 0) \in W^{ss}_{loc}(O)$ и $M^-(0, y^-) \in W^{cu}_{loc}(O)$, а также их малые окрестности Π^+ и Π^- соответственно. Пусть $M^+ = f^q_\mu(M^-)$,тогда, в силу **C)**–**D)**, глобальное отображение $T_1 = f^q_\mu : \Pi^- \to U_0$ может быть представлено в виде

$$\begin{aligned} \bar{x} - x^+ &= ax + b(y - y^-) + O(\| x \|^2 + |y - y^-|^2), \\ \bar{y} &= \mu + cx + d(y - y^-)^2 + O(\| x \|^2 + \| x \| \, |y - y^-| + |y - y^-|^3). \end{aligned} \qquad (2)$$

По построению, любая однообходная периодическая траектория из U должна иметь ровно одну точку пересечения с Π^+. Соответственно, некоторая итерация этой точки под действием T_0 достигает Π^- и возвращается обратно под действием глобального отображения T_1. Таким образом, точка пересечения с Π^+ такой траектории является неподвижной точкой отображения первого возвращения $T_k = T_1 T_0^k : \Pi^+ \to U_0$.

Для построения отображений T_k нам прежде всего нужно найти подходящую формулу для итераций локального отображения $T_0^k : \Pi^+ \to \Pi^-$ для всех достаточно больших целых k. Пусть точки $\{p_0, p_1, \dots, p_k\}$ в U_0 такие, что $p_i\big(x_{i+1}, y_{i+1} = T_0(x_i, y_i)\big)$, $p_0 \in \Pi^+$ и $p_k \in \Pi^-$. Соответственно, $p_k = T_0^k(p_0)$.

Поскольку негиперболическая переменная y отделена в (1), то естественно сначала рассмотреть ее динамику отдельно, т.е. изучить итерации одномерного отображения $\tau : \bar{y} = y + y_{n+1} + O(y^{n+2})$, определенного на полуинтервале $I_0 = [0, \varepsilon)$ для достаточно малого фиксированного $\varepsilon > 0$.

Лемма 1. Пусть y_0 и y_k – точки в I_0 такие, что $y_k = \tau^k(y_0)$. Тогда

$$y_0 = \frac{y_k}{\sqrt[n]{1 + n\gamma y_k^n k}}, \qquad (3)$$

где $\gamma = \gamma(k)$ – некоторый коэффициент такой, что $1 - \delta(\varepsilon) < \gamma < 1 + \delta(\varepsilon)$ *и* $\delta(\varepsilon) \to 0$ при $\varepsilon \to 0$. Кроме того, для фиксированного $y_k = \nu > 0$ имеют место следующие асимптотики при $k \to \infty$ $\mathrm{y}_0 \sim \beta_1 \frac{1}{\sqrt[n]{\mathrm{k}}}$, $\frac{\mathrm{dy}_0}{\mathrm{dy_k}} \sim \beta_2 \frac{1}{\mathrm{k}\sqrt[n]{\mathrm{k}}}$, $\beta_1 = \frac{1}{\sqrt[n]{n\gamma}}$, $\beta_2 = \frac{1}{\nu^{n+1} n\gamma \sqrt[n]{n\gamma}}$.

В силу леммы 1 из соотношения $(x_k, y_k) = T_0^k(x_0, y_0)$ получаем такие оценки для координаты x_k и ее производным по краевым условиям x_0, y_k до порядка $p \le r - 2$

$$x_k = O\big(\hat{\lambda}^k\big)x_0, \quad \| x_k \|_{C^p} < C\hat{\lambda}^k, \qquad (4)$$

где $\hat{\lambda}$ – некоторая константа такая, что $\max |\lambda_i| \le \hat{\lambda} < 1$; C – положительная константа и r – порядок гладкости рассматриваемых диффеоморфизмов f_μ.

Теперь, используя соотношения (2), (3) и (4), мы можем представить отображение $T_k = T_1 T_0^k : \Pi^+ \to \Pi^- \to \Pi^+$ первого возвращения в следующем виде

$$\bar{x}_0 - x^+ = b(y_k - y^-) + O\left(\hat{\lambda}^k \parallel x_0 \parallel + (y_k - y^-)^2\right),$$

$$\frac{\bar{y}_k}{\sqrt[n]{1 + n\gamma \bar{y}_k {}^n k}} = \mu + d(y_k - y^-)^2 + O\left(\hat{\lambda}^k \parallel x_0 \parallel + |y_k - y^-|^3\right).$$

Введем новые координаты $x = x_0 - x^+, y = y_k - y^-$. Тогда отображение T_k примет вид

$$\begin{aligned} &\bar{x} = O\left(\hat{\lambda}^k\right) + by + O(y^2), \\ &\frac{\beta_1}{\sqrt[n]{k}} + \frac{\beta_2}{k\sqrt[n]{k}}\bar{y} + O\left(\frac{1}{k\sqrt[n]{k}}\bar{y}^2\right) = \mu + dy^2 + O\left(\hat{\lambda}^k + y^3\right). \end{aligned} \tag{5}$$

Введем новые координаты (X, Y) следующим образом $x = \alpha_k \beta_k X, \quad y = \beta_k Y$, где $\beta = -\frac{\beta_2}{dk\sqrt[n]{k}}, \quad \alpha_k = \sqrt[n]{k}$.

Тогда система (5) примет вид

$$\bar{X} = O\left(k^{-1/n}\right), \quad \bar{Y} = M - Y^2 + O\left(k^{-1/n}\right), \tag{6}$$

где

$$M = -\frac{d}{\beta_2^2} k^{\frac{2n+2}{n}} \left(\mu - \frac{\beta_1}{\sqrt[n]{k}}(1+\dots)\right). \tag{7}$$

Из (6) и (7) вытекает, что отображения первого возвращения T_k (X, Y) асимптотически близкими при $k \to \infty$ к отображению параболы $\bar{Y} = M - Y^2$. Подставляя значения $M = -\frac{1}{4}$ и $M = \frac{3}{4}$, которые отвечают, соответственно, седло-узловой бифуркации и бифуркации удвоения периода, получаем, что искомые интервалы δ_k имеют длины порядка $k^{-2-2/n}$, убывающие по степенному закону при $k \to \infty$. Это дает следующие порядки: k^{-4} при $n = 1$ (простой седло-узел); k^{-3} при $n = 2$ (невырожденное сложное седло); $k^{-8/3}$ при $n = 3$ и т. д., с пределом k^{-2} при $n \to \infty$.

Заметим также, что интервалы δ_k с разными k не пересекаются. Действительно, расстояние между центрами интервалов δ_k и δ_{k+1} есть величина порядка

$$k^{-\frac{1}{n}} - (k+1)^{-\frac{1}{n}} \sim k^{-1-\frac{1}{n}},$$

в то время как длина интервалов – это величина порядка $k^{-2-2/n}$.

Этот результат можно рассматривать как обобщение на случай негрубой неподвижной точки известной теоремы Гаврилова-Шильникова [2] (а также ее многомерного аналога [3]) о каскаде периодических стоков в случае квадратичного гомоклинического касания к грубой седловой неподвижной точке. Отметим, что в этом случае длины соответствующих интервалов δ_k убывают по экспоненциальному закону: $l(\delta_k) \sim \gamma^{-2k}$ – неустойчивый мультипликатор седла.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 24-11-00339.

[1] Лукьянов В.И. О существовании гладких инвариантных слоений в окрестности некоторых негрубых неподвижных точек диффеоморфизма // Дифференциальные и интегральные уравнения, Н. Ф. Отроков (ред.). – Горький: ГГУ, 1979, с. 60.
[2] Гаврилов Н.К., Шильников Л.П. О трехмерных динамических системах, близких к системе с негрубой гомоклинической кривой // I. Матем. сб. 1972. Т. 88, № 4. С. 475; II. Матем. сб. 1973. Т. 90. № 1. С.139.
[3] Гонченко С.В. Об устойчивых периодических движениях в системах, близких к системам с негрубой гомоклинической кривой // Мат. Заметки. 1983. Т. 33, вып. 5. С. 745.

СИНГУЛЯРНЫЕ РАЗЛОЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

А.В. Калинин[1, 2], А.А. Тюхтина[1]

[1] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2] НИУ ВШЭ

В работе рассматривается вопрос о характеризации локализованных в пространстве источников электромагнитных полей, порождающих локализованные в пространстве решения соответствующих систем дифференциальных уравнений. На примере стационарной системы уравнений Максвелла обсуждается возможность применения спектрального анализа для описания локализованных в пространстве электромагнитных полей и их источников.

Введение

Обратные задачи восстановления распределенных источников f дифференциальных уравнений $Au = f$ по результатам граничных измерений имеют, как правило, не единственное решение [1–8], что связано, в частности, с существованием источников таких, что решение u уравнения равно нулю вне некоторой ограниченной пространственной области. О таких источниках по результатам граничных наблюдений никакой информации получить нельзя.

Проблеме описания источников, порождающих локализованные в пространстве решения в задачах акустике и электродинамике посвящены многочисленные публикации в физических изданиях [9–13].

В работах [14–17] исследовалась проблема информативности граничных измерений для системы уравнений Максвелла в стационарном и различных квазистационарных приближениях. Для каждой рассматриваемой системы дифференциальных уравнений и каждого варианта наблюдений электромагнитных полей на границе пространственной области было получено разбиение пространства источников на два ортогональных подпространства. Проекция источника на одно из них однозначно восстанавливается по данным граничным измерениям, а проекция источника на второе подпространство по данным граничным измерениям восстановлена быть не может. В настоящей работе обсуждается возможность описания локализованных в пространстве электромагнитных полей и их источников на основании спектрального анализа. В качестве примера рассматривается задача о сингулярном разложении [18] для стационарной системы уравнений Максвелла.

Локализованные электромагнитные поля и их источники

Стационарная система уравнений Максвелла может быть записана с учетом материальных соотношений в виде [19]

$$rot\boldsymbol{H} = \frac{4\pi}{c}\sigma\boldsymbol{E} + \frac{4\pi}{c}\boldsymbol{J}^{ext}, \tag{1}$$

$$div\boldsymbol{H} = 0, \qquad rot\boldsymbol{H} = 0, \tag{2}$$

где $\boldsymbol{H}$ – напряженность магнитного поля, $\boldsymbol{E}$ – напряженность электрического поля, $\boldsymbol{J}^{\text{ext}}$ – плотность тока источников, σ – удельная проводимость среды.

Для произвольной открытой области $\Omega \subset \mathrm{R}^3$ определены пространства Лебега суммируемых с квадратом функций и вектор функций $L_2(\Omega)$ и $\{L_2(\Omega)\}^3$, скалярное произведение в которых обозначается $(.,.)_{2,\Omega}$. Через $\mathcal{D}(\Omega)$ обозначается пространство пробных функций, $H_0^1(\Omega)$ – замыкание $\mathcal{D}(\Omega)$ в пространстве Соболева $H^1(\Omega)$. Стандартным образом определяются гильбертовы пространства $H(\mathrm{rot};\Omega)$, $H(\mathrm{div};\Omega)$ суммируемых с квадратом вектор-функций, ротор или дивергенция суммируема с квадратом, с соответствующими скалярными произведениями [20], $K(\mathrm{rot};\Omega) = \{\mathbf{u} \in \{L_2(\Omega)\}^3 : \mathrm{rot}\mathbf{u} = 0\}$, $K(\mathrm{div};\Omega) = \{\mathbf{u} \in \{L_2(\Omega)\}^3 : \mathrm{div}\mathbf{u} = 0\}$. Пусть, далее, $H_0(\mathrm{rot};\Omega)$, $H_0(\mathrm{div};\Omega)$ – замыкание $\{\mathcal{D}(\Omega)\}^3$ в $H(\mathrm{rot};\Omega)$ и $H(\mathrm{div};\Omega)$ соответственно, $K_0(\mathrm{rot};\Omega) = H_0(\mathrm{rot};\Omega) \cap K(\mathrm{rot};\Omega)$, $K_0(\mathrm{div};\Omega) = H_0(\mathrm{div};\Omega) \cap K(\mathrm{div};\Omega)$, $\mathrm{rotH}(\mathrm{rot};\Omega) = \{\mathbf{u} = \mathrm{rot}\mathbf{v} : \mathbf{v} \in H(\mathrm{rot};\Omega)\}$.

Пусть $\boldsymbol{J}^{ext} \in \{L_2(\mathrm{R}^3)\}^3$, $\mathrm{supp}\boldsymbol{J}^{ext} \subset \overline{\Omega} \subset \mathrm{R}^3$, Ω – ограниченная липшицевая односвязная область, $0 < \sigma_1 \le \sigma(x) \le \sigma_2$, $x \in \Omega$. Обобщенным решением системы (1), (2) называются удовлетворяющие равенству (1) функции $\mathbf{E} \in K(\mathrm{rot};\mathrm{R}^3)$, $\mathbf{H} \in K(\mathrm{div};\mathrm{R}^3) \cap H(\mathrm{rot};\mathrm{R}^3)$.

Определим класс $NR(\Omega)$ функций $\boldsymbol{J}^{ext}$ таких, что существует обобщенное решение **H, E** системы (1), (2), равное нулю вне области Ω. Справедливо следующее утверждение [14].

Теорема 1. *Пусть* $\Omega \subset \mathrm{R}^3$ *– ограниченная липшицева область. Функция* $\boldsymbol{J}^{ext}$, *равная нулю вне области* Ω, *лежит в классе* $NR(\Omega)$ *для системы* (1), (2) *тогда и только тогда, когда* $(\boldsymbol{J}^{ext}, \mathbf{v})_{2,\Omega} = 0$ *для всех* $\mathbf{v} \in \{L_2(\Omega)\}^3$ *таких, что* $\mathrm{rot}\mathbf{v} = \mathrm{grad}\psi, \psi \in L_2(\Omega)$ *и* $\sigma\mathbf{v} \in \mathrm{rot}H(\mathrm{rot};\Omega)$.

Пусть область $\Omega \subset \mathrm{R}^3$ гомеоморфна шару. Тогда $\mathrm{rot}H(\mathrm{rot};\Omega) = K(\mathrm{div};\Omega)$, $K_0(\mathrm{rot};\Omega) = \{\mathbf{u} = \mathrm{grad}\psi : \psi \in H_0^1(\Omega)\}$ [20].

Положим $\mathbf{E} = -\mathrm{grad}\varphi$. Обобщенное решение **H, E** системы (1), (2) равно нулю вне области Ω тогда и только тогда, когда $\mathbf{H} \in K_0(\mathrm{div};\Omega) \cap H_0(\mathrm{rot};\Omega) \subset \{H_0^1(\Omega)\}^3$, $\mathbf{E} \in K_0(\mathrm{rot};\Omega)$ (т.е. $\varphi \in H_0^1(\Omega)$).

Задача о сингулярном разложении

Введём оператор $A: K(\mathrm{div};\Omega) \times L_2(\Omega) \to \{L_2(\Omega)\}^3$ с областью определения $D(A) = K_0(\mathrm{div};\Omega) \cap H_0(\mathrm{rot};\Omega) \times H_0^1(\Omega)$,

$$A\Pi = rot\boldsymbol{u} + \frac{4\pi}{c}\sigma grad\psi, \qquad \Pi = \{\boldsymbol{u}, \psi\}.$$

Сопряженный к нему оператор $A^*: \{L_2(\Omega)\}^3 \to K(\mathrm{div};\Omega) \times L_2(\Omega)$, определенный на множестве $\mathrm{D}(\mathrm{A}^*) = \{\boldsymbol{v} \in H(\mathrm{rot};\Omega) : div\sigma\boldsymbol{v} \in L_2(\Omega)\}$, имеет вид

$$A^*\boldsymbol{v} = \left\{rot\boldsymbol{v}, -\frac{4\pi}{c}div\sigma\boldsymbol{v}\right\}, \qquad \boldsymbol{v} \in D(A^*).$$

Рассматривается задача поиска чисел λ, функций $\Pi = \{\boldsymbol{u}, \psi\} \in D(A)$, $\boldsymbol{v} \in \mathrm{D}(\mathrm{A}^*)$ таких, что

$$A\Pi = \lambda\boldsymbol{v}, \qquad A^*\boldsymbol{v} = \lambda\Pi, \tag{3}$$

то есть

$$rot\boldsymbol{u} + \frac{4\pi}{c}\sigma grad\psi = \lambda\boldsymbol{v}, \qquad rot\boldsymbol{v} = \lambda\boldsymbol{u}, \quad -\frac{4\pi}{c} div\sigma\boldsymbol{v} = \lambda\psi,$$

$\mathbf{u} \in K_0(\mathrm{div};\Omega) \cap H_0(\mathrm{rot};\Omega)$, $\psi \in H_0^1(\Omega)$, $\boldsymbol{v} \in H(\mathrm{rot};\Omega)$.

Задача (3) сводится к задаче на собственные значения для оператора A^*A:

$$rotrot\boldsymbol{u} + \frac{4\pi}{c} rot\sigma grad\psi = \lambda^2\boldsymbol{u}, \quad div\boldsymbol{u} = 0, \tag{4}$$

$$-\frac{4\pi}{c} div\sigma rot\boldsymbol{u} - \frac{4\pi}{c} div\sigma grad\psi = \lambda^2\psi, \boldsymbol{u} \in \{H_0^1(\Omega)\}^3, \psi \in H_0^1(\Omega). \tag{5}$$

Теорема 2. *Пусть* $\Omega \subset \mathrm{R}^3$ *– открытая ограниченная область, гомеоморфная шару. Существует счетный набор сингулярных значений* $\{\lambda_k\} \subset \mathrm{R}$ *задачи* (3) *такой, что* $0 < \lambda_1 \le \lambda_2 \le \cdots \le \lambda_k \le \cdots$, *причем* $\lambda_k \to \infty$ *при* $k \to \infty$, *каждому значению* λ_k *соответствует ровно один набор функций* $\Pi_k = \{\mathbf{u}_k, \psi_k\} \in K_0(\mathrm{div};\Omega) \cap H_0(\mathrm{rot};\Omega) \times H_0^1(\Omega)$, $\mathbf{v}_k = \lambda_k^{-1}(rot\mathbf{u}_k + 4\pi\sigma grad\psi_k/c)$, *нормированных в* $\{L_2(\Omega)\}^3 \times L_2(\Omega)$ *и в* $\{L_2(\Omega)\}^3$ *соответственно. Система функций* $\{\Pi_k\}$ *образует ортонормированный базис в пространстве* $K(\mathrm{div};\Omega) \times L_2(\Omega)$, *система функций* $\{\mathbf{v}_k\}$ *является ортонормированным базисом в пространстве* $NR(\Omega)$ *для системы* (1), (2).

Из теоремы 2 следует, что если $\boldsymbol{J}^{ext} \in NR(\Omega)$,

$$\boldsymbol{J}^{ext} = \sum_{k=1}^{\infty} (\boldsymbol{J}^{ext}, \boldsymbol{v}_k)_{2,\Omega} \boldsymbol{v}_k.$$

Соответствующее решение системы (1), (2) представимо в виде

$$\boldsymbol{H} = \frac{4\pi}{c} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{\lambda_k} (\boldsymbol{J}^{ext}, \boldsymbol{v}_k)_{2,\Omega} \boldsymbol{u}_k,$$

$$\varphi = \frac{4\pi}{c} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{\lambda_k} (\boldsymbol{J}^{ext}, \boldsymbol{v}_k)_{2,\Omega} \psi_k,$$

$$\boldsymbol{E} = -\frac{4\pi}{c} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{\lambda_k} (\boldsymbol{J}^{ext}, \boldsymbol{v}_k)_{2,\Omega} grad\psi_k.$$

Замечание. В случае однородной среды ($\sigma = const$) задача (4), (5) может быть сведена к задаче на собственные значения для оператора Лапласа:

$$-\Delta\boldsymbol{u} = \lambda^2\boldsymbol{u}, \quad div\boldsymbol{u} = 0, -\Delta\psi = \lambda^2\psi, \boldsymbol{u} \in \{H_0^1(\Omega)\}^3, \psi \in H_0^1(\Omega).$$

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (№ 23-71-30008).

[1] Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. – М.: Наука, 1979, 285 с.

[2] Кабанихин С.И. Обратные и некорректные задачи. – Новосибирск: Сибирское научное издательство, 2009, 457 с.
[3] Isakov V. Inverse source problems. – Providence: AMS, 1990.
[4] Новиков П.С. // Докл. АН СССР. 1938. Т. 18, № 3. С. 165.
[5] Bleistein N., Cohen J.K. // J. Math. Phys. 1977. Vol. 18, no. 2. P. 194.
[6] Marengo E.A., Devaney A.J., Ziolkowski R.W. // J. Opt. Soc. Am. A. 2000. Vol. 17, no. 1. P. 34.
[7] Albanese R., Monk P.B. // Inverse Problems. 2006. Vol. 22, no. 3. P. 1023.
[8] Rodriguez A.A., Camano J., Valli A.// Inverse problems. 2012. Vol. 28, no. 1. art. 015006.
[9] Devaney A.J., Wolf E. // Phys. Rev. D. 1973. Vol. 8, no. 4. P. 1044.
[10] Kim K., Wolf E. // Opt. Commun. 1986. Vol. 59, no. 1. P. 1.
[11] Marengo E.A., Ziolkowski R.W. // IEEE Trans. Antennas and Propagation. 2000. Vol. 48, no. 10. P. 1553.
[12] Gbur G. // Progress in Optics, 2003. Vol. 45. P. 273.
[13] Marengo E.A., Devaney A.J. // Phys. Rev. E. 2004. Vol. 70, no. 3. art. 037601.
[14] Калинин А.В., Тюхтина А.А. // Математика и теоретические компьютерные науки. 2025. Т. 3, в. 4. С. 19.
[15] Калинин А.В., Тюхтина А.А. // Итоги науки и техн. Соврем. мат. и ее прил. Темат. обз. 2025. Т. 244. С. 55.
[16] Kalinin A., Tyukhtina A. // MMST 2025. CCIS. Vol. 2815/ Balandin, D., Barkalov, K., Meyerov, I. (eds) – Springer, Cham. 2026. P. 284.
[17] Калинин А.В., Тюхтина А.А. // Журнал выч. мат. и мат. физ. 2026. Т. 66, № 5. С. 750.
[18] Гохберг И.Ц., Крейн М.Г. Введение в теорию линейных несамосопряженных операторов в гильбертовом пространстве. – М.: Наука, 1965, 448 с.
[19] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Том 8. Электродинамика сплошных сред. – М.: Физматлит, 2005, 656 с.
[20] Girault V., Raviart P. Finite element methods for Navier–Stokes equations. Theory and algorithms. – New York: Springer-Verlag, 1986.

ИНВАРИАНТНЫЕ ТОРЫ И АТТРАКТОР СМЕЙЛА-ВИЛЬЯМСА ПРИ ВОЗМУЩЕНИИ ИНТЕГРИРУЕМОЙ ГАМИЛЬТОНОВОЙ СИСТЕМЫ С ЮБКОЙ СЕДЛО-ФОКУСА

А.О. Казаков[1)], Н.Е. Кулагин[2)], Л.М. Лерман[1)], К.С. Зайчиков[1)]

[1)] НИУ ВШЭ
[2)] ИФХЭ РАН

Введение

Рассматривается гладкая (аналитическая) гамильтонова система на гладком (аналитическом) четырёхмерном симплектическом многообразии (M, Ω) с симплектической 2-формой Ω и гамильтонианом H, порождающим гамильтонову систему X_H, которая является вполне интегрируемой по Лиувиллю.

Предполагается, что векторное поле X_H имеет положение равновесия p, являющееся седло-фокусом. Это означает, что линеаризация X_H в точке p имеет четверку комплексных собственных значений $\pm\alpha \pm i\omega$, где $\alpha\omega \neq 0$. Такое равновесие гиперболическое, оно имеет два локальных инвариантных многообразия — устойчивое $W^s(p)$ и неустойчивое $W^u(p)$, оба из которых лежат в критическом совместном уровне Σ двух интегралов $H = H(p), K = K(p)$.

Ещё одно предположение о поведении интегрируемой системы состоит в существовании гомоклинической траектории Г, которая асимптотична к p при $t \to \pm\infty$. Поскольку на W^u симплектически действует группа T^1 [1], все траектории $W^u(p)$ получаются действием этой группы T^1 на точках Г, и, следовательно, все они являются гомоклиническими орбитами точки p. Мы будем называть это множество объединённых W^u и W^s «гомоклинической юбкой» точки p.

Эта интегрируемая гамильтонова система будет возмущена диссипативным возмущением, и наша основная задача — в некоторой степени понять структуру возмущённой системы в этой окрестности.

Вывод уравнений

В окрестности точки p гамильтониан нашей системы принимает следующий вид [2]: $\mathrm{H} = \mathrm{h}(\xi, \eta) = \alpha\,\xi + \beta\,\eta + \cdots$, где $\xi = \mathrm{x}_1\mathrm{y}_1 + \mathrm{x}_2\mathrm{y}_2,\ \eta = \mathrm{x}_1\mathrm{y}_2 - \mathrm{x}_2\mathrm{y}_1$.

Преимущество этих координат заключается в существовании двух локальных интегралов ξ, η, а значит — в локальной интегрируемости потока для векторного поля:

$$\begin{cases} \dot{x} = -H_y, \\ \dot{y} = H_x. \end{cases}$$

Решения имеют вид:

$$x_1 = \exp[-t\,h_\xi^0]\left(x_0^0\cos(t\,h_\eta^0) + x_2^0\sin(t\,h_\eta^0)\right),$$
$$x_2 = \exp[-t\,h_\xi^0]\left(-x_1^0\sin(t\,h_\eta^0) + x_2^0\cos(t\,h_\eta^0)\right),$$
$$y_1 = \exp[t\,h_\xi^0]\left(y_1^0\cos(t\,h_\eta^0) + y_2^0\sin(t\,h_\eta^0)\right),$$
$$y_2 = \exp[t\,h_\xi^0]\left(-y_1^0\sin(t\,h_\eta^0) + y_2^0\cos(t\,h_\eta^0)\right),$$
$$\xi^0 = x_1^0\,y_1^0 + x_2^0\,y_2^0, \eta^0 = x_1^0\,y_2^0 - x_2^0\,y_1^0.$$

Инструментом для исследования близких возмущённых векторных полей будет изучение соответствующего отображения Пуанкаре для траекторий, проходящих через окрестность гомоклинической юбки невозмущённой системы. В качестве секущей траекторий на $W^s(p)$ мы используем полноторий $N^s: D^2 \times S^1$, задаваемый в локальных координатах (x_1, x_2, y_1, y_2) уравнением:

$$\begin{cases} x_1^2 + x_2^2 = p_s^2, \\ y_1^2 + y_2^2 \le \delta_s^2. \end{cases}$$

Для траекторий на $W^u(p)$ секущая N^u имеет вид:

$$\begin{cases} y_1^2 + y_2^2 = p_u^2, \\ x_1^2 + x_2^2 \le \delta_u^2. \end{cases}$$

Возмущение локального уравнения регулируется параметром ε, возмущенные уравнения задаются следующим образом:

$$\begin{cases} \dot{x_1} = -(\alpha+\varepsilon)x_1 - (\beta+\varepsilon)x_2, \dot{x_2} = (\beta+\varepsilon)x_1 - (\alpha+\varepsilon)x_2, \\ \dot{y_1} = (\alpha-\varepsilon)y_1 - (\beta-\varepsilon)y_2, \dot{y_2} = (\beta-\varepsilon)y_1 + (\alpha-\varepsilon)y_2. \end{cases}$$

В полярных координатах решение принимает вид:

$$r = r_0\exp[-(\alpha+\varepsilon)t], \theta = (\beta+\varepsilon)t + \theta_0, \rho = \rho_0\exp[(\alpha-\varepsilon)t], \varphi = (\beta-\varepsilon)t + \varphi_0.$$

После построения локального отображения $T: N_s \to N_u$ и перехода к новым координатам на каждой из секущих получаем следующее трехмерное отображение:

$$\begin{cases} \xi_1 = (r_s\rho_u)^{\frac{-2\varepsilon}{\alpha-\varepsilon}}\left(\sqrt{\xi_0^2+\eta_0^2}\right)^{\frac{\alpha+\varepsilon}{\alpha-\varepsilon}}\cos(\Phi_0 - \dfrac{2\varepsilon}{\alpha-\varepsilon}\ln\dfrac{r_s\,\rho_u}{\sqrt{\xi_0^2+\eta_0^2}}), \\ \eta_1 = (r_s\rho_u)^{\frac{-2\varepsilon}{\alpha-\varepsilon}}\left(\sqrt{\xi_0^2+\eta_0^2}\right)^{\frac{\alpha+\varepsilon}{\alpha-\varepsilon}}\sin\left(\Phi_0 - \dfrac{2\varepsilon}{\alpha-\varepsilon}\ln\dfrac{r_s\,\rho_u}{\sqrt{\xi_0^2+\eta_0^2}}\right), \\ \varphi_1 = \theta_0 + \dfrac{\beta-\varepsilon}{\alpha-\varepsilon}\ln\dfrac{r_s\rho_u}{\sqrt{\xi_0^2+\eta_0^2}} + \Phi_0(\xi,\eta) \ \ (mod\ 2\pi). \end{cases}$$

где $(\xi_0, \eta_0, \theta_0)$ координаты на N^s, а $(\xi_1, \eta_1, \varphi_1)$ координаты на N^u, а угол Φ_0 определяется из уравнений:

$$cos\Phi_0 = \frac{\xi_0}{\sqrt{\xi_0^2+\eta_0^2}}, \qquad sin\Phi_0 = \frac{\eta_0}{\sqrt{\xi_0^2+\eta_0^2}}.$$

В качестве глобального отображения мы рассматриваем три вариации отображения:

$$S_1\colon \left(\xi_1 + \varepsilon\left[\frac{1}{2} + \frac{1}{4}\cos\varphi\right], \eta_1 + \frac{3}{4}\varepsilon\sin\varphi\,, \varphi + 1 + \xi_1 + \eta_1 + \varepsilon\sin\varphi \mod 2\pi\right),$$

$$S_2\colon (\xi_1 + \varepsilon\cos\varphi\,, \eta_1 + \varepsilon\sin\varphi\,, \varphi + 1 + \xi_1 + \eta_1 + \varepsilon\sin\varphi \mod 2\pi),$$

$$S_3\colon (\xi_1 + \varepsilon\cos(2\varphi)\,, \eta_1 + \varepsilon\sin(2\varphi)\,, \varphi + 1 + \xi_1 + \eta_1 + \varepsilon\sin\varphi \mod 2\pi).$$

Численные результаты

Исследуемое отображение представляет собой композицию локального и глобального отображения.

Примеры аттракторов в случае глобального отображения S_1 приведены на рис. 1. На рис. 1a) устойчивая инвариантная кривая, старший показатель Ляпунова приблизительно равен нулю. При дальнейшем изменении параметра eps кривая претерпевает резонанс и аттрактором становится точка периода 5 (рис. 1b), которая затем претерпевает каскад бифуркаций удвоения периода, в результате чего рождается хаотический аттрактор, состоящий из пяти компонент. Далее компоненты увеличиваются в размере и влипают в единый аттрактор, представленный на рисунке 1d.

В случае отображения S_1 были обнаружены только квазиаттракторы.

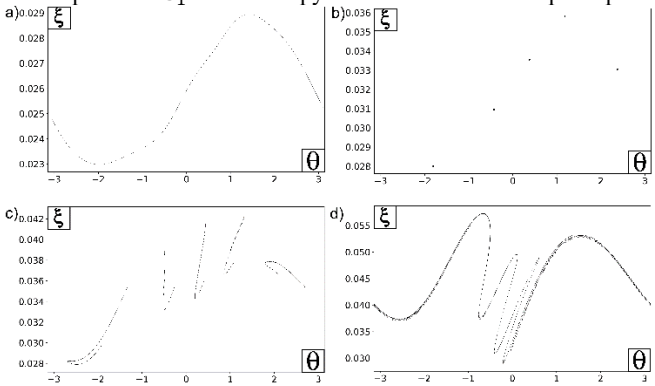


Рис. 1

При малых eps сценарии и аттракторы в случае отображений S_2 и S_3 схожи с тем, что мы наблюдаем в случае S_1, однако при увеличении eps устойчивые периодические орбиты исчезают и возникает гиперболический аттрактор Смейла-Вильямса. Фазовые портреты с наложением минимального угла между подпространствами, в случае отображения S_2 представлены на рисунке 2. Красный соответствует большому углу, желтый – меньшему, синим обозначены точки, в которых подпространства касаются. На рисунках a-c представлены гиперболические аттракторы, старший показатель Ляпунова которых равен $\ln 2$, другие два показателя отрицательны.

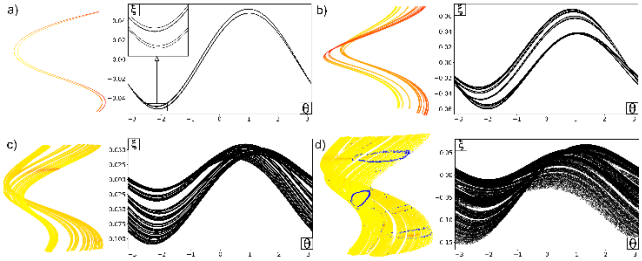


Рис. 2

В случае отображения S_3 аттрактор похож на случай S_2, но обладает большим «числом оборотов» и его старший показатель Ляпунова равен $\ln 3$. Фазовые портреты приведены на рисунке 3.

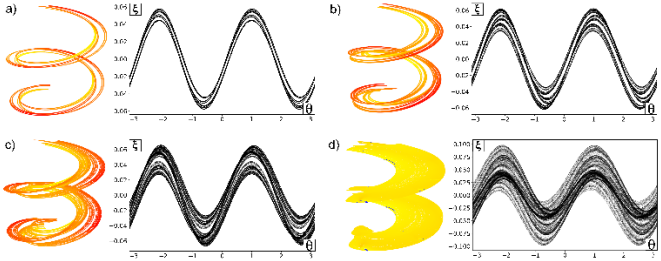


Рис. 3

Работа выполнена при поддержке грантов РНФ № 22-11-00027 (вывод модели, аналитические исследования) и № 25-11-20069 (численные исследования, проверка гиперболичности).

[1] Kudryavtseva E.A. Hidden toric symmetry and structural stability of singularities in integrable systems. // Eur. J. Math. 2022. Vol. 8 (4). P. 1487.
[2] Moser J. On the generalization of a theorem of A. Liapounoff. // Commun. Pure Appl. Math. 1958. Vol. 11 (2). P. 257.

НЕИЗЛУЧАЮЩИЕ ИСТОЧНИКИ

В.А. Кузнецов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В настоящей работе рассматриваются одномерные неизлучающие источники обыкновенных дифференциальных уравнений вида

$$Lu(x) = f(x), \tag{1}$$

где

$$L = a_n \frac{d^n}{dx^n} + a_{n-1} \frac{d^n}{dx^n} + \ldots + a_0 \tag{2}$$

линейный дифференциальный оператор, в котором $a_n \neq 0$, $a_1,\ldots, a_\text{n}$ — постоянные коэффициенты.

Функция $f(x)$ называется *неизлучающим источником* уравнения (1), если существует хотя бы одно решение $u(x)$, удовлетворяющее условию

$$u(x) \equiv 0 \text{ при } x \in \Omega, \tag{3}$$

где Ω — открытое, связное подмножество Р.

Требуется формулировка необходимых и достаточных условий, накладываемых на функцию $f(x)$ при которых уравнение (1) имеет хотя бы одно решение, удовлетворяющее условию (3).

Теория неизлучающих источников занимает важное место в современной теории обратных задач математической физики. Интерес к ней обусловлен как фундаментальными, так и прикладными аспектами.

По данной теме написано множество статей и проведён большой объём исследований. Обзор некоторых важных результатов этой теории, рассмотрение одномерных неизлучающих источников, исследование необычных эффектов когерентности, рассмотрение квазиоднородных приближений проводится в [1].

Сформулированная проблема в теории обратных задач обычно называется задачей о неизлучающих источниках. Задача о неизлучающих источниках играет важную роль в изучении обратных задач об определении источников полей по результатам граничных наблюдений. Наличие неизлучающих источников означает неединственность решения таких задач [2].

В работах [3–6] в основном рассматривается уравнение Гельмгольца, решения и источники которого раскладываются в ряды по сферическим функциям. Для коэффициентов разложения устанавливаются условия для неизлучающего источника.

В данной работе получены условия, которым должна удовлетворять функция $f(x)$, чтобы являться неизлучающим источником обыкновенного дифференциального уравнения.

Пусть $\Omega = (a, b)$ — интервал множества вещественных чисел. Будем рассматривать уравнение (1), с дополнительным условием, накладываемым на источник:

$$supp[f] \subset \overline{\Omega}, \tag{4}$$

где $supp[f]$ — компактный носитель функции f.

Общее решение уравнения (1) имеет вид

$$u(x) = c_1 u_1(x) + \cdots + c_n u_n(x) + \\ + u_1(x) \int_{x_0}^{x} C'_1(x)dx + \ldots + u_n(x) \int_{x_0}^{x} C'_n(x)dx. \quad (5)$$

Для описания неизлучающего источника уравнения (1) решение (5) было представлено в форме

$$u(x) = c_1 u_1(x) + \cdots + c_n u_n(x) + \\ + u_1(x) \int_{x_0}^{x} f(x) z_1(x)dx + \ldots + u_n(x) \int_{x_0}^{x} f(x) z_n(x)dx, \quad (6)$$

где $z_1(x), \ldots, z_n(x)$ – решение системы

$$\sum_{i=1}^{n} z_i u_i(x) = 0,$$
$$\sum_{i=1}^{n} z_i u'_i(x) = 0,$$
$$\ldots \quad (7)$$
$$\sum_{i=1}^{n} z_i u_i^{(n-2)}(x) = 0,$$
$$\sum_{i=1}^{n} z_i u_i^{(n-1)}(x) = f(x)$$

Основные теоремы

Теорема 1. Пусть $u_1(x), u_2(x), \ldots, u_n(x)$ – фундаментальная система решений уравнения (1), а $z_1(x), z_2(x), \ldots, z_n(x)$ – решение системы (7). Тогда система функций $z_1(x), z_2(x), \ldots, z_n(x)$удовлетворяет уравнению

$$L^* u(x) = f(x), \quad (8)$$

где

$$L^* = (-1)^n a_n \frac{d^n}{dx^n} + (-1)^{n-1} a_{n-1} \frac{d^n}{dx^n} + \ldots + a_0 \quad (9)$$

линейный дифференциальный оператор, формально сопряженный к оператору (2).

Теорема 2. Пусть $u_1(x), u_2(x), \ldots, u_n(x)$ – фундаментальная система решений уравнения (1). Тогда решение системы (7) образует фундаментальную систему решений уравнения (8).

Теорема 3. Функция $f(x)$ является функцией неизлучающих источников, если выполнены условия:

1. $\mathrm{supp}[f] \subset \overline{\Omega}$, где $\Omega = (a, b)$;
2. Функция f ортогональны ядру дифференциального оператора (9) на Ω:

$$\int_a^b f(x) z_i(x) dx = 0 \text{ для любых } i = \overline{1, n}. \quad (10)$$

Далее в работе рассматривается возможность применение полученных критериев неизлучающего источника в ОДУ для уравнений математической физики. А именно рассматривается волновое уравнение

$$u_{tt}(x,t) - a^2 u_{xx}(x,t) = f(x,t), \quad (11)$$

с специальным видом правой части:

$$f(x,t) = F(x)\sin\omega t + G(x)\cos\omega t, \quad (12)$$

решение которого ищется в аналогичном виде

$$u(x,t) = U(x)\sin\omega t + V(x)\cos\omega t. \quad (13)$$

Установлены критерии для неизлучающего источника уравнения (11). Для того, чтобы функция (12) была неизлучающим источником для уравнения (11), необходимо и достаточно, чтобы каждая из функций $F(x)$ и $G(x)$ была ортогональна функциям

$$\sin\frac{\omega x}{a}, \quad \cos\frac{\omega x}{a}. \quad (14)$$

[1] Gbur G. Nonradiating Sources and the Inverse Source Problem. – New York: Rochester, 2001.
[2] Blestain N., Cohen J. // J. Math. Phys . 1977. Vol. 18, no. 2. P. 194.
[3] Marengo E.A., Devaney A.J. // J Phys. Rev. 2004. Vol. 70, Art. no. 037601.
[4] Alonso Rodriguez A., Camano J. // Inverse problems. 2012. Vol. 28.
[5] Kim K., Wolf E. // Optics Communications. 1985. Vol. 56, no. 1. P. 1.
[6] Gbur G., Wolf E. // Progress in Optics. 2003. Vol. 45.

БИФУРКАЦИИ ГАМИЛЬТОНОВОЙ СИСТЕМЫ С ГОМОКЛИНИЧЕСКИМИ ТРАЕКТОРИЯМИ К СОСТОЯНИЮ РАВНОВЕСИЯ С ДВОЙНЫМ НУЛЕВЫМ СОБСТВЕННЫМ ЗНАЧЕНИЕМ

Л.М. Лерман, К.Н. Трифонов

НИУ ВШЭ

В 1969 году Л.П. Шильников [1] обнаружил новую полуглобальную бифуркацию, при которой система при критическом значении параметра имела состояние равновесия типа седло-седло и одну или более гомоклинических траекторий к нему. При этом было показано, что при изменении параметра в ту сторону, где состояние равновесия исчезает, в окрестности каждой гомоклинической траектории рождается седловая периодическая траектория. Если исходная система имеет единственную гомоклиническую траекторию, то рождающаяся периодическая траектория единственна в некоторой окрестности бывшей гомоклинической траектории, а если таких гомоклинических траекторий $k \geq 2$, то в окрестности их объединения рождается инвариантное гиперболическое подмножество, топологически эквивалентное надстройке над схемой Бернулли из k символов. Таким образом, при $k \geq 2$ был впервые обнаружен переход через бифуркационную поверхность коразмерности 1 в пространстве гладких векторных полей от систем с простой динамикой к системам со сложной хаотической динамикой. Позже такие переходы были названы гомоклиническим взрывом.

В данной работе мы хотим представить аналог этой бифуркации для случая гамильтоновой системы с двумя степенями свободы. На гладком симплектическом четырехмерном многообразии (M, Ω) с симплектичесокй 2-формой Ω рассмотрим гамильтонову систему с двумя степенями свободы с гладким гамильтонианом H, имеющую вырожденное состояние равновесие $p \in M$ с двумя вещественными собственными значениями $\pm\lambda \neq 0$ и не полупростым двойным собственным значением, равным нулю. Мы будем называть такое состояние равновесия гиперболо-параболическим.

Согласно теореме о центральном многообразии, вблизи состояния равновесия p существует локальное двумерное гладкое инвариантное симплектическое центральное многообразие W^c, соответствующее двойному нулевому собственному значению. Ограничение системы на W^c является гамильтоновой системой с одной степенью свободы, имеющей вырожденное состояние равновесие p параболического типа. Вблизи такого состояния гладкий гамильтониан H имеет вид $H = \frac{y^2}{2} + h(x), h(x) = ax^3 + \ldots, a \neq 0$.

Подмногообразие $W^c(p)$ является нормально гиперболическим на всем многообразии M, поскольку два других собственных значения p отличны от нуля. Это означает, что p имеет сильно устойчивую $W^{ss}(p)$ и сильно неустойчивую $W^{uu}(p)$ гладкие одномерные кривые. Таким образом, устойчивое множество p (т.е. совокупность всех локальных полутраекторий X_H, которые стремятся к p при $t \to \infty$) описывается следующей теоремой.

Теорема 1. *Локальное устойчивое множество $W^s(p)$ такого состояния равновесия диффеоморфно полудиску $x^2 + y^2 \leq \rho,\ x \geq 0$, в R^2. Граничный отрезок $x = 0$ соответствует сильно устойчивой гладкой кривой, все остальные траектории асимптотически стремятся к p, имея одну и ту же касательную, являющуюся собственной*

прямой с нулевым собственным значением. Аналогичное описание имеет неустойчивое множество $W^u(p)$. Множества $W^s(p)$, $W^u(p)$ пересекаются в единственной точке p (см. рис. 1).

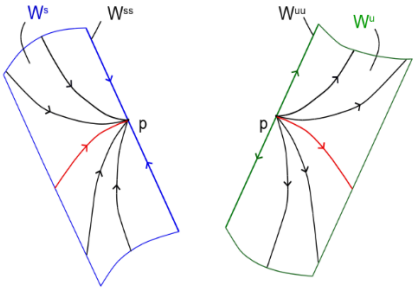


Рис. 1

Многообразия $W^s(p)$, $W^u(p)$ принадлежат одному трехмерному уровню $H = H(p)$ гамильтониана. Мы предполагаем, что многообразия $W^s(p)$, $W^u(p)$ при продолжении вдоль потока пересекаются трансверсально в уровне $H = H(p)$ по $k \geq 1$ гомоклиническим траекториям. Эти гомоклинические траектории не лежат на краях соответствующих многообразий $W^s(p)$, $W^u(p)$, т.е. на сильно устойчивом $W^{ss}(p)$ и сильно неустойчивом $W^{uu}(p)$ многообразиях состояния равновесия *p*.

Далее рассматривается общее однопараметрическое семейство гамильтоновых векторных полей H_μ критического гамильтониана и предполагается, что состояние равновесие *p* исчезает при $\mu < 0$ и распадается на седло и центр при $\mu > 0$ на $W^c(p)$ (см. рис. 2).

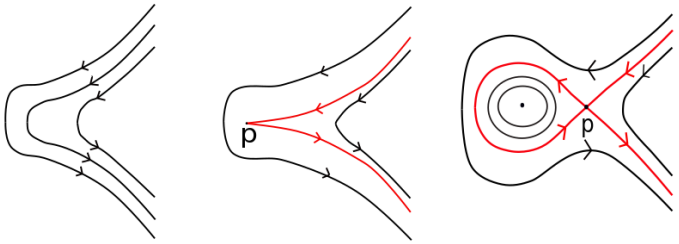


Рис. 2

Основным результатом работы являются следующие две теоремы.

Теорема 2. *При* $\mu > 0$ *система имеет гладкое нормально гиперболическое инвариантное симплектическое двумерное центральное многообразие* $W^c_\mu(p)$. *Это многообразие содержит состояние равновесия* p_h, *являющееся седлом в M с k+1*

трансверсальными гомоклиническими траекториями, одна из которых принадлежит W_μ^c. *Гомоклиническая траектория на* W_μ^c *охватывает диск, заполненный периодическими траекториями, окружающими другое состояние равновесия* p_c, *являющееся в М седло-центром. Каждый уровень гамильтониана* H_μ, *близкий к* $H_\mu = H_\mu(p_h)$, *содержит гиперболическое множество, образованное на базисных* $k+1$ *седловых периодических траекториях, динамика на котором описывается надстройкой над схемой Бернулли из* $k+1$ *символов.*

При $\mu < 0$ *система имеет k гиперболических периодических траекторий, близких к букету* $\cup_i^k \Gamma_i$. *Эти k базисных седловых периодических траекторий порождают гиперболическое базисное множество* G_μ, *динамика на котором описывается надстройкой над схемой Бернулли из k символов.*

Для формулировки результата при значении параметра $\mu = 0$, используем следующую конструкцию. Рассмотрим схему Бернулли из k символов и построим для нее поток надстройки. Этот поток содержит k базисных периодических траекторий, соответствующих k последовательностям, содержащих один символ. На полученном пространстве надстройки зададим неотрицательную непрерывную функцию, которая всюду положительна кроме k точек, выбранных по одной на каждой базисной периодической траектории, в этих точках функция равна 0. Во всех остальных точках функция строго положительна. Рассмотрим векторное поле на пространстве надстройки, полученное умножением векторов потока надстройки на заданную выше функцию и затем склеим все отмеченные точки в одну. Поток на полученном пространстве будем называть *сингулярной надстройкой из k символов*.

Теорема 3. *При* $\mu = 0$ *система имеет инвариантное множество, топологически эквивалентное сингулярной надстройке из k символов.*

Построен пример системы, имеющей указанную структуру. Для этого рассматривается интегрируемая гамильтонова система, гамильтониан которой является суммой двух частичных гамильтонианов, соответствующих уравнениям типа Дюффинга, один из которых имеет седло с двумя петлями сепаратрис, а другой имеет вырожденную параболическую особую точку с петлей сепаратрисы и остальными замкнутыми траекториями. Такой гамильтониан в R^4 имеет состояние равновесия указанного выше типа, у которого устойчивое и неустойчивое многообразия сливаются, образуя множество, гомеоморфное произведению восьмерки и окружности. Метод типа Мельникова в реализации [2] позволяет, при добавлении возмущения, расщепить устойчивое и неустойчивое многообразия и получить две трансверсальные гомоклинические траектории.

Исследование выполнено в рамках гранта Российского научного фонда, грант № 22-11-00027.

[1] Шильников Л.П. // Докл. АН СССР. 1969. Т. 189, № 1. С. 59.
[2] Лерман Л.М., Уманский Я.Л. // ПММ. 1983. Т. 47, № 3. С. 395.

ДВОЙНАЯ ГАМИЛЬТОНОВА БИФУРКАЦИЯ ХОПФА С ПРИЛОЖЕНИЕМ К ПОЛУЧЕНИЮ СТАЦИОНАРНЫХ БРИЗЕРОВ В УРАВНЕНИИ СВИФТА-ХОЕНБЕРГА

Л.М. Лерман[1, 2)], Н.Е. Кулагин[3)]

[1)] НИУ ВШЭ
[2)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[3)] ИФХЭ РАН

Бифуркация, название которой указано в заголовке, впервые встретилась, насколько нам известно, при поиске стационарных периодически модулированных стенок в уравнении Свифта-Хоенберга [1], но там она не была изучена. Здесь мы хотим обсудить основные особенности этой бифуркации более детально. Отметим, что в однопараметрических семействах гамильтоновых систем с двумя степенями свободы подобная бифуркация встречается во многих задачах и она была детально изучена в [2]. Мы рассматриваем системы с четырьмя степенями свободы и вырождение коразмерности два. Понятно, что такая бифуркация может встречаться и в системах с большим числом степеней свободы.

Рассматривается стандартное линейное симплектическое пространство (R^8, Ω) с симплектической формой Ω и гладкой функцией Гамильтона H, определенной в окрестности U начала координат O, которое является ее критической точкой $dH(O) = 0$, а поэтому состоянием равновесия гамильтонова векторного поля X_H. Предполагается, что матрица линеаризации $JR = D^2H(O)$JR, линеаризованной системы в состоянии равновесия имеет две пары двойных собственных значений $\pm i\omega_1$, $\pm i\omega_2$, $\omega_1 \neq \omega_2$, каждое из которых является не полупростым, т.е. соответствующий им жорданов блок двумерный.

Линейной симплектической заменой переменных квадратичную часть H_2 гамильтониана можно привести к следующему виду $H_2 = \omega_1(p_2q_1 - p_1q_2) \pm (q_1^2 + q_2^2)/2 + \omega_2(p_4q_3 - p_3q_4) \pm (q_3^2 + q_4^2)/2 + \varepsilon_1(p_1^2 + p_2^2)/2 + \varepsilon_2(p_3^2 + p_4^2)/2$, где коэффициенты $\omega_k, k = 1,2$ – гладкие функции параметров $\varepsilon_1, \varepsilon_2$. В классе гладких гамильтонианов такое состояние равновесия является вырожденным коразмерности два, поэтому для исследования рассматривается двухпараметрическое семейство гамильтоновых систем. Инфинитезимально симплектический оператор JR является разложимым: симплектическое пространство R^8 разлагается в прямую сумму двух инвариантных четырехмерных симплектических подпространств, в которых ограничение оператора порождает неразложимый инфинитезимально симплектический оператор с двумя не полупростыми чисто мнимыми собственными значениями.

Предполагая гамильтониан аналитическим, а отношение ω_1/ω_2 иррациональным, и используя метод нормальной формы, гамильтониан можно привести формальным симплектическим преобразованием к нормальной форме вида $H = \omega_1 S_1 + \omega_2 S_2 + N_1 + N_2 + \sum_{i,j,k,l\geq 0, i+j+k+l=2} A_{ijkl} S_1^i S_2^j M_1^k M_2^l$, где S_1, S_2, $S_1 = p_2q_1 - p_1q_2$, $S_2 = p_4q_3 - p_3q_4$, а нильпотентная часть состоит из двух функций N_1, N_2, $N_1 = (q_1^2 + q_2^2)/2$, $N_2 = (q_3^2 + q_4^2)/2$, и скобки Пуассона равны нулю $\{S_i, N_j\} = 0, i, j = 1,2$. Заметим, что квадратичные функции S_1, S_2 – первые интегралы нормализованной гамильтоновой системы и каждый из них порождает гамильтоново действие группы S^1, так что совместно они

порождают действие тора T^2 в R^8. Состояние равновесия в начале координат меняет свой тип при изменении параметров $\varepsilon_1, \varepsilon_2$, при этом основных типов три, один из которых чисто гиперболический (двойной седло-фокус), один эллиптический и один эллиптико-гиперболический.

В качестве первого шага исследования ограничимся изучением системы с гамильтонианом, являющимся нормальной формой четвертого порядка $H_{\varepsilon_1,\varepsilon_2} = \omega_1 S_1 + \omega_2 S_2 + N_1 + N_2 + \varepsilon_1 M_1 + \varepsilon_2 M_2 + AM_1^2 + BM_1M_2 + CM_2^2$. Такая же нормальная форма будет и при отсутствии сильных резонансов между $\omega_1,\ \omega_2$.

Используя редукцию (Marsden-Weinstein) относительно действия группы T^2, мы приходим к изучению гамильтоновой системы с двумя степенями свободы, определенной на четырехмерном фазовом пространстве. Первый естественный вопрос здесь – является ли эта система интегрируемой и какова ее структура?

Введем, следуя Сокольскому, симплектические полярные координаты

$$p_1 = r_1 \cos\varphi_1\,, q_1 = P_1 \cos\varphi_1 + (k_1/r_1)\sin\varphi_1\,, p_2 = r_1 \sin\varphi_1,$$
$$q_2 = P_1 \sin\varphi_1 - (k_1/r_1)\cos\varphi_1\,, p_3 = r_2 \cos\varphi_2\,, q_3 = P_2 \cos\varphi_2 + (k_2/r_2)\sin\varphi_2,$$
$$p_4 = r_2 \sin\varphi_2\,, q_4 = P_2 \sin\varphi_2 - (k_2/r_2).$$

Хотя функции, определяющие замену переменных, имеют особенности на плоскостях $p_1 = p_2 = 0$ и $p_3 = p_4 = 0$, эти переменные очень удобны при исследовании. Гамильтониан H в этих переменных имеет вид $H = \omega_1 k_1 + \omega_2 k_2 + (P_1^2 + k_1^2/r_1^2)/2 + (P_2^2 + k_2^2/r_2^2)/2 + \varepsilon_1 r_1^2 + \varepsilon_2 r_2^2 + [Ar_1^4 + 2Br_1^2 r_2^2 + Cr_2^4]/4$.

Следовательно, k_1, k_2 становятся новыми параметрами, поскольку они являются интегралами в этих переменных, а переменные φ_1, φ_2 являются циклическими переменными. Поэтому гамильтонова система по переменным (P_1, P_2, r_1, r_2) становится системой с двумя степенями свободы, зависящей от параметров $k_1, k_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2$. Нужно изучить эту систему и ее зависимость от параметров. Наиболее простой система является при нулевых значениях параметров k_1, k_2, тогда ее фазовым пространством является R^4 и она не имеет особенностей. При ненулевых значениях k_1, k_2 фазовым пространством становится многообразие с конической особенностью и изучение становится более сложным. Следует отметить, что эта система в R^4 при некоторых изолированных значениях коэффициентов A, B, C является интегрируемой, см., например, [3], однако для почти всех значений коэффициентов она неинтегрируема.

Полученная система имеет две инвариантные плоскости, на которых ограничение системы дает одну из возможных систем Дюффинга. В частности, когда одна из подсистем имеет седло с двумя гомоклиническими петлями, а вторая имеет нелинейный центр, то эта система неинтегрируема, согласно теоремам из [4], [5].

***Теорема**. При всех значениях отношения B/A, кроме целых чисел $l(l-1)/2, l \in N$, система неинтегрируема.*

В случае, когда состояние равновесия в начале координат седло, на обеих инвариантных плоскостях имеем системы Дюффинга с двумя петлями сепаратрис. Для доказательства неинтегрируемости в этом случае применяется метод Зиглина и его развитие в работах Симо, Моралеса-Руиса, Рамиса и др.. Он основан на исследовании линеаризованного уравнения на частном решении системы, например, периодическом на инвариантной плоскости $P_1 = r_1 = 0$. Как известно, такое решение выражается через эллиптические функции Якоби $r_2 = g(t,h) = m(h)dh(s(h)t,k)$ с положительными

гладкими функциями m(h), s(h), зависящими от значения уровня энергии h, в котором лежит периодическая траектория. Поскольку плоскость инвариантна, линейная система расщепляется и ее соответствующее нормальное вариационное уравнение (НВУ) имеет вид

$$d^2r_1/dt^2 + [\varepsilon_1 + Bm^2(h) - Bm^2(t,h)k^2(h)sn^2(s(h)t,k)]r_1 = 0,$$

где sn(u, k) означает эллиптический синус Якоби, k – ее модуль. Таким образом, нормальное вариационное уравнение имеет тип Ламе. В этом случае справедлива следующая теорема

***Теорема**. Если НВУ вдоль периодического решения является уравнением типа Ламе и не попадает в один из случаев (i), (ii), (iii),то гамильтонова система не имеет мероморфного интеграла независимого с гамильтонианом в окрестности периодического решения. Случаи (i), (ii), (iii) выделяют дискретное множество уравнений.*

Таким образом, можно утверждать, что гамильтонова система, задаваемая нормальной формой четвертого порядка для исходного гамильтониана, определяет при почти всех значениях коэффициентов неинтегрируемую гамильтонову систему. То, что ее динамика весьма сложна, показывают также проведенные численные эксперименты.

Опишем теперь кратко как появилось система с двойной бифуркацией Хопфа при изучении структур в уравнении Свифта-Хоенберга. Напомним, что это уравнение является одной из базовых уравнений в теории структурообразования. Также оно используется при описании поперечной структуры лазерных пучков, в гидродинамике, теории химических реакторов и т.д. В стационарном варианте, т.е. при описании стационарных структур оно имеет вид $\alpha u + \beta u^2 - u^3 - (1+\Delta)^2 u = 0,$

где u(x,y) – функция переменных (x,y), изменяющихся на плоскости R^2, Δ – лапласиан. При поиске решений в виде стенки, локализованной по переменной x и периодически модулированной по переменной y ее можно искать приближенно методом Бубнова-Галеркина, разлагая в ряд Фурье по y, коэффициентами которого являются функции от x, спадающие к нулю на бесконечности. Оставляя конечное число мод, мы приходим к системе уравнений второго порядка типа Лагранжа-Эйлера, число которых зависит от числа мод. В простейшем варианте после перехода к гамильтоновой системе получается система из 8 уравнений. Эта система зависит от двух параметров α, β и при $\alpha = 0$ она имеет состояние равновесия указанного выше типа в начале координат. При отрицательных значениях α состояние равновесия становится двойным седло-фокусом и его гомоклинические траектории, если они существуют, соответствуют нужным решениям. В работе [1] такие решения были найдены численно при различных значениях параметров.

Л.М.Л. благодарит за поддержку РНФ, грант 24-11-00339.

[1] Kulagin N.E., Lerman L.M. // Physica D 454. 2023. 133845.
[2] Van der Meer C. Hamiltonian Hopf Bifurcation. – Lect. Notes in Math. Vol. 1160. Springer-Verlag, 1985.
[3] Lakshmanan M., Sahadevan R. // Phys. Reports. Vol. 224. Nos. 1 & 2. 1993. 1.
[4] Grotta Ragazzo C. // Comm. Math. Phys. 1994. Vol. 166. P. 255.
[5] Lerman L.M. // Selecta Math. Sov. 1991. Vol. 10, no. 3. P. 297.

ОБЛАСТИ ПАРАМЕТРОВ С РЕГУЛЯРНЫМ И ХАОТИЧЕСКИМ ПОВЕДЕНИЕМ ДЛЯ ОТОБРАЖЕНИЙ АРНЕОДО КОЛЛЕ-ТРЕССЕ

М.И. Малкин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Дискретная динамическая система Арнеодо-Колле-Трессе – это семейство отображений трехмерного пространства вида

$$F(x,y,z) = (ax - b(y-z); bx + a(y-z); cx - dx^k + ez), \quad (1)$$

где параметры a, b, c, d, e вещественные (b и d отличны от нуля), а k – натуральное число, большее единицы. Эта система возникла как дискретная модель потоков, у которых есть гомоклинические точки шильниковского типа При изменении параметров данная система может испытывать бифуркации различных типов: бифуркации удвоения, бифуркацию вилки, бифуркацию Андронова-Хопфа и др. Мы показываем, что существуют сценарии в пространстве параметров, при которых некоторые параметры стремятся к бесконечности, а поведение системы становится хаотическим, причем система ведет себя как отображение Бернулли с двумя или тремя состояниями (в зависимости от четности натурального (фиксированного) k.

Отметим, что в случае, когда параметр e отличен от нуля, отображение Арнеодо-Колле-Трессе – это диффеоморфизм трехмерного пространства с постоянным якобианом, равным $(a^2 + b^2)e$, а обратное отображение имеет вид

$$F^{-1}(x,y,z) = (x', \frac{-bx' + ay}{a^2 + b^2} + z', z'), \quad (2)$$

где $x' = (ax + by)/(a^2 + b^2)$, $z' = (z - cx' + dxk)/e$.

Результаты

Мы показываем, что кроме областей с хаотическим поведением в пространстве параметров выделяются области регулярного поведения, это области устойчивости тривиального и нетривиального состояний равновесия, а также область устойчивости периодической орбиты периода 2. Границами данных областей устойчивости являются указанные (классические) бифуркации.

Оказывается, что при любых параметрах (соответствующих как регулярному, так и хаотическому поведению системы), неблуждающее множество отображения Арнеодо-Колле-Трессе компактно. Этот результат следует из [1], [2], т.к. данное отображение можно записать в виде разностного уравнения третьего порядка, у которого имеется ведущий моном от одной переменной. Мы вычисляем границы параллелепипеда, содержащего неблуждающее множество (в терминах исходных параметров).

Компактность неблуждающего множества данной системы (на некомпактном фазовом пространстве) позволяет оценить топологическую энтропию.

Действительно, любой гомеоморфизм $f: \mathbb{R}^m \to \mathbb{R}^m$ может быть продолжен до отображения на одноточечной компактификации $\mathbb{R} \cup \{\infty\}$ и тем самым, может быть определена топологическая энтропия $h(f)$ как энтропия на этом компактном расширении.

Однако в случае, когда неблуждающие орбиты отображения неограничены, такое расширение может неадекватно соответствовать пониманию энтропии, поскольку может (априори) добавить к реальной сложности динамического поведения орбит сложность неограниченных орбит, уходящих на бесконечно большие расстояния и возвращающихся в конечную часть пространства. Мы показываем, что в случае отображений Арнеодо-Колле-Трессе такая ситуация невозможна, т.к. для таких отображений $\{\infty\}$ является тривиальным аттрактором и поэтому $h(f) = h(f|_{NW(f)})$, где $NW(f)$ – неблуждающее множество отображения f. Тем самым, два указанных определения топологической энтропии на некомпактном фазовом пространстве в случае отображений Арнеодо-Колле-Трессе эквивалентны.

Известны сценарии хаотического поведения отображений Арнеодо-Колле-Трессе для областей в пространстве параметров при рассмотрении двухпараметрических семейств с параметрами c и d, стремящихся к бесконечности так, что их отношение остается ограниченным. При этом для достаточно больших c и d в данной динамической системе содержится подсистема, топологически сопряженная со схемой Бернулли их двух или трех символов (в зависимости от четности k). Похожие сценарии хаотического поведения наблюдаются в некоторых трёхпараметрических семействах при уходе пары параметров на бесконечность, в то время как третий стремится к нулю.

Для указанных сценариев в фазовом пространстве возникают динамические структуры топологических подков. Мы показываем, что существуют другие сценарии хаотического поведения в конечной части пространства параметров, но при этом хаос получается не за счет существования топологических подков, а в результате сопряженности подсистемы с кусочно-монотонным одномерным отображением, имеющим положительную топологическую энтропию. В частности, для малых (ненулевых) параметров a и e отображение Арнеодо-Колле-Трессе является диффеоморфизмом, а при нулевых значениях этих параметров якобиан отображения становится равным 0. Это позволяет при возмущениях параметров связать динамику отображения Арнеодо-Колле-Трессе с поведением одномерного отображения

$$g(x) = (bc - b^2)x - bdx^k \qquad (3)$$

Вычисление топологической энтропии данного одномерного отображения (с помощью эффективных алгоритмов с использованием нидинг-рядов [3], [4]) показывает положительность топологической энтропии для определенных параметров и тем самым указывает наличие областей в пространстве параметров с хаотическим поведением. Например, хаос отображения Арнеодо-Колле-Трессе имеет место при $k = 4, b = 2, d = 1,\ c = tb$, когда коэффициент t принимает значения в промежутке $(1.47;\ 1.54)$.

Регулярное поведение отображения Арнеодо-Колле-Трессе связано с областями устойчивости тривиальной неподвижной точки (начала координат), одной или двух симметричных неподвижных точек, существующих в определенных областях параметров), и симметричной орбиты периода 2. Аналитическое исследование областей устойчивости показывает, какие бифуркации определяют границы данных областей. Такими бифуркациями являются транскритическая бифуркация, бифуркация вилки, бифуркация удвоения и бифуркация Андронова-Хопфа.

Работа выполнена при поддержке фонда РНФ (проект 23-71-30008).

[1] Malkin M.I., Li M-C. // Journal of Dynamical and Control Systems. 2004.Vol. 10, no. 3. P. 377.
[2] Rand D. // The topological classification of Lorenz attractors. Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society. 1978. Vol. 83, no. 3. P. 451.
[3] Malkin M.I., Ming-Chia Li // International Journal of Bifurcation and Chaos. 2003. Vol. 13, no. 11. P. 3353.
[4] Malkin M.I. // Rotation intervals and the dynamics of Lorenz type mappings. Selecta Math Sovietica. 1991. Vol. 10. P. 265.

КОМБИНАТОРНЫЕ АЛГОРИТМЫ ОБНАРУЖЕНИЯ ХАОСА ДЛЯ ОТОБРАЖЕНИЙ ЛОРЕНЦЕВСКОГО ТИПА

М.И. Малкин, Р.Н. Решетилов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Одномерные отображения отрезка $[0;1]$ с двумя интервалами монотонности (лоренцевские отображения) моделируют отображения Пуанкаре систем с аттрактором типа Лоренца [1] , а также унимодальные отображения интервала [2]. Для лоренцевского отображения f можно определить множество чисел вращения, рассматривая f как разрывное отображение окружности, получаемое из $[0;1]$ отождествлением концов. Эквивалентное определение числа вращения можно получить как статистическое среднее асимптотического поведения траектории. Описанный подход к исследованию лоренцевских отображений используется, например, в работах [3] и [4]. В частности, в [4] доказано, что множество вращения лоренцевского отображения либо одноточечно, либо является отрезком, и более того, невырожденный отрезок вращения влечет сильные хаотические свойства (положительность топологической энтропии и наличие периодических орбит всех достаточно больших периодов).

Дж. Милнор и У. Терстон для исследования динамики непрерывных отображений отрезка предложили символическое представление в виде нидинг-техники ([5]), эти идеи были развиты в работах [6] и [7] для разрывных отображений лоренцевского типа. Авторы [5], [6] и [7] ввели и использовали нидинг-ряды – формальные степенные ряды, коэффициенты которых есть нидинг-инварианты отображения. Функциональные свойства нидинг-рядов позволяют получить важную информацию о динамике лоренцевских отображений. В рамках текущей работы используется определение нидинг-последовательности, производящая функция которой является нидинг-рядом.

Сформулированный в [8] критерий допустимости (реализуемости) нидинг-ряда, а также свойства отображения, сопоставляющего точке её нидинг-ряд, и базовые соображения комбинаторики слов позволяют в символических терминах обнаружить хаос в смысле нетривиального отрезка вращения.

Нидинг-последовательности лоренцевских отображений

Обозначим L_ω множество всех ω-слов (бесконечных вправо последовательностей) над двухбуквенным алфавитом $\{a;b\}$. Для обозначения i-ой буквы слова $A \in L_\omega$ будем использовать символ $A^{[i]}$. Введем на L лексикографический порядок, индуцированный неравенством $a < b$, и топологию тихоновского произведения. Будем рассматривать следующую метрику, согласованную с тихоновской топологией:

$$\rho(A,B) = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{1-\delta(A^{[i]},B^{[i]})}{2^i}. \qquad (1)$$

Здесь $\delta(x,y)$ – символ Кронекера. Обозначим через σ отображение одностороннего сдвига на L_ω (забывания первой буквы ω-слова).

Дадим определение лоренцевского отображения. Отображение $f:[0;1]\to[0;1]$ с единственной точкой разрыва c называется лоренцевским, если f возрастает и непрерывно на полуинтервалах $[0;c)$ и $(c;1]$, причем $\lim\limits_{x\to c^-} f(x)=1;\ \lim\limits_{x\to c^+} f(x)=0$.

Каждой точке, траектория которой не проходит через c, сопоставим символическую последовательность $K=K_x(f)$ посещения интервалов непрерывности:

$$K_x^{[i]}(f)=\begin{cases}a, \text{если } f^{i-1}(x)\in[0;c)\\ b, \text{если } f^{i-1}(x)\in(c;1]\end{cases}. \quad (2)$$

Если $f^n(x)=c$, определим последовательности K_{x^+} и K_{x^-} следующим образом:

$$K_{x^+}=\lim_{x\to c^+}K_x;\ K_{x^-}=\lim_{x\to c^-}K_x. \quad (3)$$

Пределы здесь понимаются в тихоновской топологии([6]). Так, для каждой точки x определена пара последовательностей (K_{x^+} и K_{x^-}), которые мы будем называть нидинг-последовательностями. В [6] показано, что функция, сопоставляющая точке её нидинг-последовательность, не убывает в следующем смысле (в лексикографическом порядке): для $x<y$:

$$K_{x^-}\le K_x\le K_{x^+}\le K_{y^-}\le K_y\le K_{y^+}. \quad (4)$$

Кроме этого, в [6] показано, что пара нидинг-последовательностей $K_{c^-}(f);K_{c^+}(f)$ является полным символическим описанием отображения f. Из K_{c^-} и K_{c^+}, (забывая несущественную первую букву), получаем последовательности K_1 и K_0, которые мы будем называть нидинг-инвариантами. Мы сосредоточим внимание на случае, когда K_0 и K_1 являются периодическими ω-словами. Периодическое ω-слово A с периодической частью B будем обозначать $A=B^\omega$.

По данным нидинг-инвариантам $K_0;K_1$ отображения f можно построить словарь ω-слов, достижимых по траекториям. ω-слово K будем называть f-допустимым, если найдется такая точка $x\in[0;1]$, что $K_x=K$, или $K_{x^+}=K$, или $K_{x^-}=K$. Словарь всех допустимых нидинг-последовательностей данного отображения f будем обозначать A_f. Критерий допустимости, доказанный в [8], в терминах концевых инвариантов будет сформулирован так. ω-слово K является f-допустимым в том и только в том случае, когда для любого $n\in\mathbb{N}\cup\{0\}$:

$$K_0(f)\le\sigma^n(K)\le K_1(f). \quad (5)$$

Условия (4) и (5) позволяют судить о сосуществовании некоторых символических последовательностей в словаре f-допустимых. Пусть, например, про отображение f известно, что $X=(a^3b^4)^\omega\in A_f$. Тогда по (5), $K_0(f)\le W$, а $K_1(f)\ge\sigma^3(W)=(b^4a^3)^\omega$. Возьмем теперь слово $Y=(ab)^\omega$. Ясно, что слово Y имеет всего две различных перестановки: $\{Y,\sigma(Y)\}$, каждая из которых больше (лексикографически), чем X (а значит, и чем K_0) и меньше, чем $\sigma^3(W)$ (а значит, меньше, чем K_1). Таким образом, $X\in A_f$ влечет $Y\in A_f$.

Для всякого ω-слова K над $\{a;b\}$ введем функцию ρ и определим число вращения, а также определим множество вращения лоренцевского отображения f:

$$\rho(K) = \overline{\lim_{n\to\infty}} \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} \delta(K^{[i]}, b) \tag{6}$$

$$R(f) = \{\rho = \rho(K) \mid K \in A_f\} \tag{7}$$

Как было сказано во Введении, множество вращения лоренцевского отображения – отрезок или точка [4]. Значит, наличие в словаре A_f хотя бы двух нидинг-последовательностей X, Y с разными числами вращения $\rho_X \neq \rho_Y$ уже влечет хаос в смысле невырожденного множества вращения. ω-слова X и Y, приведенные выше в качестве примера, удовлетворяют этому условию, и всякое лоренцевское отображение, словарь которого содержит ω-слово X, является хаотичным в смысле невырожденного отрезка вращения. Далее мы приведем ограничения на периодическое ω-слово, гарантирующие возникновение невырожденного отрезка вращения. Дадим некоторые необходимые определения, связанные с комбинаторикой конечных слов.

Слова Линдона и невырожденность отрезка вращения

Обозначим L моноид (с операцией конкатенации) всех конечных слов над алфавитом $\{a; b\}$. Зададим на нем лексикографический порядок с дополнительным условием $AB \geq A$. Примитивным называется слово, не являющееся степенью (в смысле конкатенации) никакого другого слова. Периодическое ω-слово наименьшего периода n определяется собственным конечным примитивным префиксом длины n.

На L введем циклическую перестановку σ. Для пустого слова $\sigma(\lambda) = \lambda$. Непустое слово $A \in L$ представимо в виде $A = xB$ (x – первая буква слова A; B – некоторое, возможно, пустое слово). Тогда $\sigma(A) = \sigma(xB) = Bx$.

Слова $A, B \in L$ такие, что $B = \sigma^n(A)$, при некотором натуральном n , называются сопряженными. Сопряженность – это отношение эквивалентности на множестве L. Среди всех различных циклических перестановок конечного примитивного слова A можно выбрать наименьшую в лексикографическом смысле. Примитивное слово, являющееся наименьшим словом своего класса сопряженности, называется словом Линдона [9]. В силу (4) инвариант K_0 в случае периодичности имеет вид A^ω, где A слово Линдона.

Для всякого слова $A \in L \cup L_\omega$ обозначим $I(A)$ слово, полученное заменой всех букв на противоположные и $I_1(A)$ – слово, в котором обращена только первая буква. Из (4) следует, что $K_1 = I(A^\omega)$ в случае периодичности K_1.

Среди слов Линдона выделим слово A длины больше 1, для которого найдется $n \in \mathbb{N}$ такое, что

$$\sigma^n(A) > I_1(A). \tag{8}$$

Слово, удовлетворяющее условию (8), будем называть особым. Ясно, что неравенство (8) для особого слова A может выполняться при разных натуральных n (например, a^3b^4). Наименьшее натуральное n, при котором неравенство (8) имеет место, назовем

порядком особого слова. Рассмотрим слово $B = \sigma^n(A)$, где n – порядок особого слова A. Поскольку $B^{[1]} \geq I_1(A)^{[1]} = b$, то $B^{[1]} = b$. Таким образом, любое особое слово A можно представить в виде $A = aVbW$, где $|V| + 1 = n$ – порядок особого слова. Будем обозначать особое слово $E_{V,W}$. Выделенное подслово V (как и W) особого слова не может быть пустым: предположение, что V (или W) пусто, приводит к невозможному неравенству $Wa > bW$ (или $aV > Vb$).

Как мы выяснили ранее, некоторые ω-слова, будучи допустимыми в системе, провоцируют допустимость другого ω-слова. Основным результатом настоящего исследования является следующий достаточный признак.

Пусть $E_{V,W} = aVbW$ особое слово и Vb слово Линдона. Тогда из $(aVbW)^\omega \in A_f$ следует $(Vb)^\omega \in A_f$.

Итак, если $\rho\left(\left(E_{V,W}\right)^\omega\right) \neq \rho((Vb)^\omega)$ и Vb слово Линдона, то нидинг-последовательность $\left(E_{V,W}\right)^\omega$ нетривиальна: всякое f такое, что $\left(E_{V,W}\right)^\omega \in A_f$, имеет невырожденный отрезок вращения. Таким образом, для выполнения неравенства достаточно, чтобы

$$|W|_b(|V| + 1) \neq (|V|_b + 1)(|W| + 1). \qquad (9)$$

(Здесь $|V|$ и $|W|$ –длины слов V и W, $|V|_b$ и $|W|_b$ – количество букв b в словах V и W).

[1] Афраймович В.С., Быков В.В., Шильников Л.П. // О притягивающих негрубых предельных множествах типа аттрактора Лоренца. Издательство Московского университета. 1982. Тр. ММО. С. 44.
[2] Malkin M.I., Ming-Chia Li // Smooth symmetric and Lorenz models for unimodal maps. International Journal of Bifurcation and Chaos. 2003. Vol. 13.11. P. 3353.
[3] Keener J.P. // Transactions of the American Mathematical Society. 1980. Vol. 261, no. 2. P. 589.
[4] Malkin M.I. // Rotation intervals and the dynamics of Lorenz type mappings. Selecta Math Sovietica. 1991. Vol. 10. P. 265.
[5] Milnor J.W., Thurston W.P. On Iterated Maps of the Interval. – Preprint. 1977.
[6] Malkin M.I. // Ukr Math J. 1980. Vol. 32. P. 398.
[7] Malkin M.I. // On continuity of entropy of discontinuous mappings of the interval. Selecta Mathematica Sovietica. 1989. Vol. 8:12. P. 131.
[8] Rand D. // The topological classification of Lorenz attractors. Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society. 1978. Vol. 83. 3. P. 451.
[9] Шур А.М. Комбинаторика слов. – Издательство Уральского университета. 2004, 96 с.

О СМЕШАННОЙ ДИНАМИКЕ В УРАВНЕНИИ ДУФФИНГА С НЕЛИНЕЙНЫМ ЦЕНТРОМ ПРИ ОБРАТИМЫХ ВОЗМУЩЕНИЯХ

К.Е. Морозов, К.В. Чижов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Мы изучаем бифуркации, приводящие к возникновению смешанной динамики в системе:

$$\dot{x} = y, \qquad \dot{y} = -x - x^3 + p_1 xy + p_2 \ sin\, \nu t\,, \tag{1}$$

которую можно рассматривать как периодическое во времени неконсервативное возмущение классической системы Дуффинга с нелинейным центром в начале координат:

$$\dot{x} = y, \qquad \dot{y} = -x - x^3. \tag{2}$$

Возмущение выбирается таким образом, чтобы система (1) была обратимой, то есть инвариантной относительно инволюции $R_x : (x, y) \mapsto (-x, y)$ и обращения времени $t \mapsto -t$.

В автономном случае ($p_2 = 0$), при $0 < |p_1| < 2\sqrt{2}$, система (1) является неконсервативной (дивергенция $\sigma = p_1 x \not\equiv 0$), однако в любой области фазового пространства она топологически эквивалентна невозмущенной системе. В дальнейшем мы фиксируем $p_1 = 1 < 2\sqrt{2}, \nu = 3$ и изменяем p_2 в $[0, 6]$.

Для $p_2 \neq 0$ мы показываем, что смешанная динамика, как явление пересечения аттрактора и репеллера [1], возникает в соответствующем отображении Пуанкаре T за период $2\pi/\nu$. Отметим, что отображение T является сохраняющим ориентацию диффеоморфизмом, обратимым относительно той же инволюции R_x. При малых значениях параметра p_2 в численных экспериментах динамика T неотличима от консервативной: наблюдаются замкнутые инвариантные кривые, окружающие начало координат, а также четко видимые резонансные гирлянды эллиптических островов. Анализ резонансных зон показывает, что в первом порядке только главный резонанс является расщепляемым. Однако, поскольку в данном случае среднее значение дивергенции $\sigma = p_1 x$ по замкнутым фазовым кривым зануляется, возникают резонансы более высоких порядков, связанные с наложением гармоник. Общее число расщепляемых резонансов стремится к бесконечности при $p_2 \to 0$, однако ширина соответствующих резонансных зон резко убывает с ростом порядка резонанса. В резонансных зонах мы обнаружили гомоклинические касания инвариантных многообразий симметричных седловых орбит, развёртки которых, как известно (см., например, [1]), приводят к появлению бесконечно большого числа стоков и источников, замыкания множеств которых имеют непустое пересечение. Таким образом, смешанная динамика в системе (1) образуется уже при малых значениях p_2, однако, она проявляется лишь на сверхмалых масштабах, которые иннеразличимы для используемых нами численных методов.

Совершенно другая ситуация наблюдается при увеличении p_2, когда смешанная динамика становится доминирующей, см. рис. На рис. показан фазовый портрет отображения Пуанкаре для $p_1 = 1$, $p_2 = 6$, где аттрактор и репеллер показаны красным и синим цветами, соответственно. Они занимают почти одну и ту же область фазового пространства, но при этом сильно различаются и их различия остаются отчетливо

заметными даже при увеличении числа итераций. Это связано с тем, что прямые и обратные итерации отображения порождают взаимно сингулярные инвариантные меры на хаотическом множестве.

В докладе мы описываем бифуркационный сценарий, который приводит к постепенному проявлению смешанной динамики, наблюдаемой в численных экспериментах, на фоне консервативной динамики. Ключевую роль здесь играют бифуркации потери симметрии для R_x-симметричных периодических орбит, которые мы отслеживаем для периодов вплоть до 6. Для орбит всех изученных периодов, за исключением фиксированных точек, мы находим обратимую pitchfork-бифуркацию, при которой симметричная эллиптическая орбита превращается в консервативное седло, порождая R_x-симметричную пару «сток-источник» с одинаковым периодом. Для орбит периодов выше 2, эти пары подвергаются каскаду бифуркаций удвоения периода, что в конечном итоге приводит к появлению аттракторов и репеллеров типа Эно. Затем эти аттракторы и репеллеры вовлекаются в общую хаотическую структуру через гетероклинические бифуркации. Как только все периодические орбиты низких периодов становятся седловыми, мы наблюдаем хаотический режим, соответствующий смешанной динамике, см. рис.

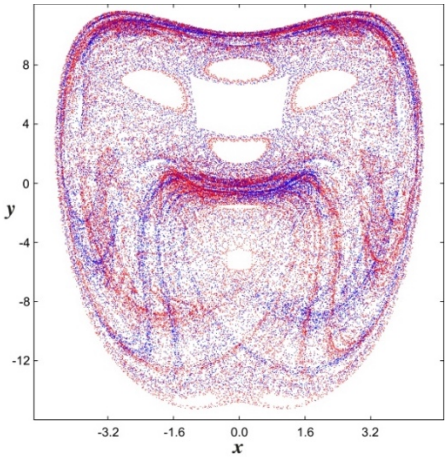


Рис.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, грант № 24-11-00339.

[1] Gonchenko S.V. and Turaev D.V. On three types of dynamics and the notion of attractor, Proc. Steklov Inst. Math. 2017. Vol. 297. P. 116.

ОТСУТСТВИЕ C1-ОМЕГА ВЗРЫВА В ГЛАДКИХ КОСЫХ ПРОИЗВЕДЕНИЯХ С ЗАМКНУТЫМ МНОЖЕСТВОМ ПЕРИОДИЧЕСКИХ ТОЧЕК

Д.А. Новожилов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Отображения, заданные формулой (1), с фазовым пространством $I^n=\prod_{i=1}^{n} I_i$, где I_i – отрезок вещественной прямой для каждого $1 \leqslant i \leqslant n$, будем называть косым произведением отображений интервала.

$$F(x_1, x_2, \ldots, x_n)=\big(f_1(x_1), f_2(x_1, x_2), \ldots, f_n(x_1, \ldots, x_n)\big). \quad (1)$$

Введем следующие обозначения:

$$\hat{f}_j=\big(f_1, f_2, \ldots, f_j\big), \hat{x}_j=\big(x_1, x_2, \ldots, x_j\big), 2 \leqslant j \leqslant n. \quad (2)$$

Явление Ω-взрыва для гладких косых произведений в плоскости изучалось в [1]-[2]. В [3] были получены необходимые и достаточные условия и описан механизм возникновения C^0-Ω-взрыва для косых произведений на клетках произвольной размерности.

Мы будем рассматривать пространства $SP^0(I^n)\big(SP^1(I^n)\big)$ всех непрерывных (C^1-гладких) косых произведений (1), наделенные $C^0(C^1)$-нормой, индуцированной стандартной $C^0(C^1)$-нормой пространства $C^0(I^n)\big(C^1(I^n)\big)$ всех непрерывных (C^1-гладких) отображений -мерной клетки I^n в себя.

Обозначим $SP_1^0(I^n)$ подпространство всех C^1-гладких косых произведений отображений интервала, наделенное C^0-нормой пространства $SP^0(I^n)$.

Приведем основные определения, используемые в работе.

Определение 1. Множество $\Omega(F)$ отображения $F \in SP_1^0(I^n)\big(SP^1(I^n)\big)$назовем неблуждающим, если оно содержит все точки фазового пространства, для каждой из которых выполнено следующее условие:

для любой окрестности $U^n(x)$ точки x в I^n найдется натуральное число k, для которого справедливо

$$U^n(x) \cap F^k\big(U^n(x)\big) \neq \emptyset. \quad (3)$$

Определение 2. Будем говорить, что отображение $F \in SP_1^0(I^n)$ $\big(F \in SP^1(I^n)\big)$ допускает Ω-взрыв в пространстве $SP_1^0(I^n)\big(SP^1(I^n)\big)$, если существует $\delta>0$ такое, что в любой ε-окрестности $B_{n,\varepsilon}^{01}(F)$ $\big(B_{n,\varepsilon}^{1}(F)\big)$ отображения F в пространстве $SP_1^0(I^n)$(в пространстве $SP^1(I^n)$) найдется отображение Φ, для которого выполнено $\Omega(\Phi) \not\subset$

$U_\delta\big(\Omega(F)\big)$, где $U_\delta\big(\Omega(F)\big)$ есть δ-окрестность в I^n неблуждающего множества $\Omega(F)$ отображения F.

Косые произведения с ограниченным множеством (наименьших) периодов периодических точек будем называть простейшими.

Определение 3. ε-цепью относительно отображения F, соединяющей точки x' и x'', называется конечное множество точек $\{u^j\}_{j=0}^{m}(m \geq 1)$ таких, что $u^0{=}x', u^m{=}x''$, причем для всех $j{=}1,\dots,m$ выполнено:

$$d^n\big(F(u^{j-1}), u^j\big){<}\varepsilon, \tag{4}$$

здесь d^n — метрика, согласованная с топологией произведения в I^n.

Определение 4. Пусть $F \in SP_1^0(I^n)$ и множество $Per(F)$ замкнуто, K_1^{j+1}, K_2^{j+1} различные подмножества множества $Per\big(\hat{f_{j+1}}\big)$. Будем говорить, что K_2^{j+1} достижимо из множества K_1^{j+1} $\big(K_1^{j+1} \to^a K_2^{j+1}\big)$, если найдутся точки $z^1\big(\hat{x_j}, x_{j+1}^1\big) \in K_1^{j+1}$ и $z^2\big(\hat{x_j}, x_{j+1}^2\big) \in K_2^{j+1}$ такие, что для любого $\varepsilon{>}0$ существует -цепь относительно сужения $F|_E$,
соединяющая z^1 с z^2, где $E{=}Orb_{\hat{f_j}}\big(\hat{x_j}\big) \times I_{j+1}, 1 \leq j \leq n-1, \hat{x_1} \equiv x_1, \hat{f_1}{=}f_1$.

Теорема 1.

Пусть $F \in SP_1^0(I^n)$ — простейшее косое произведение $(n \geq 2)$, для которого $F^{-1}\big(Per(F)\big){=}Per(F)\big(F^{-1}(\cdot)\big)$ — полный прообраз множества). Отображение F допускает -взрыв в $SP_1^0(I^n)$ тогда и только тогда, когда для него выполнено одно из следующих условий:

1) найдется натуральное число $j, 1 \leq j \leq n-1$, и связная компонента $\hat{K^{j+1}}$ множества $Per\big(\hat{f_{j+1}}\big)$ такие, что для некоторой точки $\hat{x_j} \in Per\big(\hat{f_j}\big)$ срез $\big(\hat{K^{j+1}}\big)\big(\hat{x_j}\big)$ не является связным множеством;
2) либо, в противном случае, для любого $\delta{>}0$ найдется конечный набор связных компонент $\{K_i\}_{i=1}^{q}$ $(q{=}q(\delta), q{>}1)$ множества $Per(F)$ такой, что $K_q \to^a K_1$, и для любого $1 \leq i \leq q-1$ выполнено одно из следующих условий: $K_i \to^a K_{i+1}$ или $d^n(K_i, K_{i+1}){<}\delta$.
Здесь срез множества $\hat{K^{j+1}}$ слоем над точкой $\hat{x_j}$ определяется по следующей формуле: $\big(\hat{K^{j+1}}\big)\big(\hat{x_j}\big){=}\big\{x_{j+1} \in I_{j+1}\big|\big(\hat{x_j}, x_{j+1}\big) \in \hat{K^{j+1}}\big\}$.

Механизм Ω-взрыва в простейших косых произведениях, принадлежащих пространству $SP_1^0(I^n)$, связан с возможностью аппроксимировать любое C^1-гладкое косое произведение(даже с ограниченным множеством (наименьших) периодов периодических точек) с произвольной степенью точности в C^0-норме с помощью C^1-гладких косых произведений, имеющего периодические орбиты сколь угодно больших периодов.

В C^1-гладкой топологии простейшие C^1-гладкие косые произведения не могут допускать -взрыв ни при каких условиях.

Теорема 2.

Пусть $F \in SP^1(I^n)$ имеет замкнутое множество $Per(F)$. Тогда F не допускает -взрыв в пространстве $SP^1(I^n)$. Более того, существует окрестность $B^1_{n,\varepsilon}(F)$ отображения F в пространстве $SP^1(I^n)$ такая, что множество (наименьших) периодов периодических точек равномерно ограничено (по отображению) в этой окрестности.

Более того, справедливо следующее универсальное свойство (не зависящее от размерности фазового пространства).

Теорема 3.

Пусть отображение $F \in SP^1(I^n)$ не содержит периодических точек периода 2^i, тогда найдется окрестность $B^1_{n,\varepsilon}(F)$ отображения F в пространстве $SP^1(I^n)$ такая, что любое отображение $\Phi \in B^1_{n,\varepsilon}(F)$ не содержит периодических точек периода 2^{i+1}.

Работа выполнена совместно с Л.С. Ефремовой.

[1] Ефремова Л.С // Вестник Нижегородского университета им. Н. И. Лобачевского. 2012. № 3(1). С.130.
[2] Ефремова Л. С. // СМФН. 2013. Т. 48. С. 36.
[3] Efremova L., Novozhilov D. // Regular and Chaotic Dynamics. 2025. Vol. 30 (1). P. 120.

ОБ ОДНОМЕРНОМ НЕХАОТИЧЕСКОМ АТТРАКТОРЕ ПРОСТЕЙШЕГО КОСОГО ПРОИЗВЕДЕНИЯ НА МНОГОМЕРНОЙ КЛЕТКЕ

М.А. Шалагин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Рассмотрим косое произведение отображений интервала

$$F(x_1, x_2, \dots, x_n) = \big(f_1(x_1), f_2(x_1, x_2), \dots, f_n(x_1, \dots, x_n)\big) \qquad (1)$$

с фазовым пространством $I^n = \prod_{i=1}^{n} I_i$, где I_i - отрезок вещественной прямой для каждого $1 \leqslant i \leqslant n$.

Обозначим через $SP^0(I^n)$ пространство всех непрерывных косых произведений вида (1), наделенное C^0-нормой, индуцированной стандартной C^0-нормой пространства $C^0(I^n)$ всех непрерывных отображений *n*-мерной клетки I^n в себя.

Для всех $2 \leqslant i \leqslant n$ будем использовать следующие обозначения

$$x^{i-1} = (x_1, x_2, \dots, x_{i-1}), f_i(x_1, \dots, x_i) = f_{i,x^{i-1}}(x_i).$$

Топологическая структура омега-предельных множеств простейших (то есть имеющих ограниченное множество периодов периодических точек) косых произведений отображения интервала на клетке произвольной конечной размерности подробно изучалась в статьях [1]-[2]. В этих же работах были найдены необходимые условия существования одномерных омега-предельных множеств. В [3] был описан пример дифференцируемого отображения, имеющего одномерное омега-предельное множество. В этой работе приведен новый пример отображения с указанными свойствами.

В контексте данной работы естественно рассматривать омега-предельные множества как нехаотические аттракторы непрерывных косых произведений. Приведем строгое определение этого понятия.

Определение (см. [1]). Нехаотическим аттрактором косого произведения $F \in SP^0(I^n)$ называют замкнутое множество $A \subset I^n$, обладающее поглощающей окрестностью, то есть окрестностью $U(A)$ со следующими свойствами:

$$F\left(\overline{U(A)}\right) \subset U(A), A = F\left(\overline{U(A)}\right) \cap \dots \cap F^n\left(\overline{U(A)}\right) \cap \dots,$$

и такое, что сужение F на множество A имеет нулевую топологическиую энтропию.

Ключевым результатом, используемым в работе, является теорема о структуре омега-предельного множества простейших косых произведений на клетке произвольной конечной размерности. Обозначим через M – наибольший элемент множества (наименьших) периодов периодических точек у простейшего отображения.

Теорема 1 (см. [4]). Пусть $F \in SP^0(I^n), n \geqslant 2$ - простейшее косое произведение отображений интервала. Тогда для любой точки $x = (x^{n-1}, x_n) \in I^n$ существуют неподвижная точка x_1^0 отображения f_1^M и отрезки $I'_2 \subseteq I_2, \dots, I'_n \subseteq I_n$ (возможно, вырожденные) такие, что ω-предельное множество $\omega_{F^M}(x)$ траектории точки x относительно F^M имеет вид

$$\omega_{F^M}(x) = \{x_1^0\} \times \prod_{i=2}^{n} I'_i, \quad (2)$$

кроме того, $\omega_{F^M}(x)$ состоит из неподвижных точек F^M.

Для исследования структуры омега-предельных множеств в работе используется метод расходящихся рядов, построенных по исследуемой траектории и содержащих информацию о её асимптотическом поведении.

Теорема 2. Пусть отображение $F \in SP^0(I^n), n \geqslant 2$ – простейшее. Тогда следующие утверждения эквивалентны:

(2.1) Существует точка $x = (x^{n-1}, x_n) \in I^n$ такая, что ω-предельное множество

$$\omega_{F^M}(x) = \{x_1^0\} \times \prod_{i=2}^{n} I'_i, \quad (3)$$

содержит невырожденный отрезок I'_j, где $2 \leqslant j \leqslant n$;

(2.2) для $2 \leqslant j \leqslant n$ ряд

$$\sum_{p=1}^{+\infty} \phi_{j,x^{j-1},Mp}(x_j) \quad (4)$$

– расходящийся (знакопеременный), где

$$\phi_{j,x^{j-1},Mp}(x_j) = f_{j,x^{j-1},M(p+1)}(x_j) - f_{j,x^{j-1},Mp}(x_j), p \geqslant 1. \quad (5)$$

В данной работе построен новый пример дифференцируемого отображения, заданного на n-мерной клетке, с омега-предельным множеством, которое также является нехаотическим аттрактором, размерности 1.

Приведем явный вид построенного отображения. Рассмотрим косое произведение $F: [0,1]^n \to [0,1]^n$ вида (1) с координатными функциями, представленными ниже:

$$f_1(x_1) = x_1 - \frac{x_1^2}{2};$$

для всех $2 \leqslant j \leqslant n$

$$f_{j,x^{j-1}}(x_j) = x_j - \frac{j \cdot x_j^2}{2 \cdot j + x_1 + \ldots + x_{j-1}};$$

$$f_{n,x^{n-1}}(x_n) = x_n + \sum_{i=1}^{n-1} x_i \cdot \psi(x^{n-1}, x_n).$$

Построенное косое произведение является дифференцируемым на всей клетке, при этом условие непрерывной дифференцируемости отображения нарушается только на

одномерном аттракторе, который представляет собой отрезок [0,1], лежащий на n-ой координатной оси и состоящий из неподвижных точек отображения F.

Работа выполнена совместно с Л. С. Ефремовой.

Исследование поддержано РНФ, грант № 24-21-00242, ссылка https://rscf.ru/en/project/24-21-00242/}

[1] Ефремова Л. С. Дифференциальные свойства и притягивающие множества простейших косых произведений отображений интервала // Матем. сб. 2010. Т. 201, № 6. С. 93.

[2] Ефремова Л. С., Шалагин М. А. О предельных множествах простейших косых произведений на многомерных клетках // Известия вузов. ПНД. 2024. Т. 32, № 6. С. 796.

[3] Ефремова Л. С., Шалагин М. А. Об асимптотическом поведении траекторий косых произведений с замкнутым множеством периодических точек // Математика и теоретические компьютерные науки. 2025. Т. 3, № 3. С. 4.

[4] Efremova L.S. Simplest skew products on n-dimensional (n≥2) cells, cylinders and tori, Lobachevskii J. Math. 2022. Vol. 43(7). P. 1598.

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ ДЛЯ ОДНОГО СМЕШАННОГО ФУНКЦИОНАЛЬНО-ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО УРАВНЕНИЯ

Э.Б. Велилаев, А.Э. Рассадин

НИУ ВШЭ

Рассмотрим задачу Коши для эволюционного уравнения на прямой

$$\frac{\partial u(x,t)}{\partial t} = -\frac{u(x+a,t)-u(x-a,t)}{2}, \quad u(x,0)=u_0(x), \qquad x \in \mathbb{R}. \tag{1}$$

Здесь $a \in \mathbb{R}$. По терминологии А.Д. Мышкиса такое уравнение относится к смешанным функционально-дифференциальным уравнениям [1], поскольку в правой части одновременно участвуют значения искомой функции в точках $x+a$ и $x-a$. Цель настоящей работы состоит в численном сравнении точного решения задачи (1) с решениями двух дифференциальных приближений, возникающих при малом параметре a.

Точное решение исходной задачи

Применение преобразования Фурье по пространственной переменной приводит к скалярному уравнению для образа решения. Используя формулу Ангера, получаем представление точного решения через функции Бесселя первого рода:

$$u_{mix}(x,t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(t) u_0(x-na). \tag{2}$$

Для вычислений ряд (2) заменяется конечной суммой. В дальнейшем используется фиксированное усечение $N = 30$:

$$u_{mix,30}(x,t) = \sum_{n=-30}^{30} J_n(t) u_0(x-na). \tag{3}$$

При рассматриваемых временах сумма модулей отброшенных коэффициентов мала: для $t=1$ она порядка 10^{-43}, для $t=5$ порядка 10^{-22}, а для $t=10$ порядка 10^{-12}. Поэтому в дальнейших сравнениях ошибка усечения существенно меньше ошибок аппроксимации дифференциальными уравнениями.

Дифференциальные приближения

Разложение правой части задачи (1) по степеням малого параметра a имеет вид

$$\frac{u(x+a,t)-u(x-a,t)}{2} = a u_x(x,t) + \frac{a^3}{6} u_{xxx}(x,t) + O(a^5). \tag{4}$$

Сохранение первого члена разложения даёт уравнение переноса

$$u_t + a u_x = 0, \qquad u(x,0)=u_0(x), \tag{5}$$

решение которого равно

$$u_{tr}(x,t) = u_0(x-at). \tag{6}$$

Сохранение двух первых членов разложения даёт линеаризованное уравнение Кортевега–де Фриза

$$u_t + au_x + \frac{a^3}{6}u_{xxx} = 0, \qquad u(x,0) = u_0(x). \tag{7}$$

Для начального условия $u_0(x) = \mathrm{Ai}(x)$, где Ai – действительная функция Эйри, решение задачи (7) можно записать явно:

$$u_{Kdv}(x,t) = \beta(t)^{-1/3} Ai\left(\frac{x-at}{\beta(t)^{1/3}}\right), \qquad \beta(t) = 1 + \frac{a^3 t}{2}. \tag{8}$$

Формула (8) проверяется непосредственной подстановкой в (7) с использованием тождества $\mathrm{Ai}''(x) = x\mathrm{Ai}(x)$. Таким образом, для начального условия $\mathrm{Ai}(x)$ все три сравниваемых решения вычисляются без решения систем линейных алгебраических уравнений и без численного интегрирования по времени.

Численное сравнение

В численном эксперименте рассматривается начальное условие $u_0(x) = \mathrm{Ai}(x)$, действительные x, времена $t = 1{,}5{,}10$ и параметры $a = 0{,}05; 0{,}10; 0{,}25$. Сравнение проводится в равномерной норме на сетке по отрезку $[-8{,}4]$. В таблице приведены максимальные отклонения решений уравнения переноса и линеаризованного уравнения КдВ от усечённого точного решения (3).

Табл.

t	a	Ошибка переноса	Ошибка КдВ
1	0,05	$1{,}57\cdot10^{-4}$	$1{,}61\cdot10^{-7}$
1	0,10	$1{,}25\cdot10^{-3}$	$5{,}14\cdot10^{-6}$
1	0,25	$1{,}91\cdot10^{-2}$	$4{,}90\cdot10^{-4}$
5	0,05	$7{,}86\cdot10^{-4}$	$8{,}05\cdot10^{-7}$
5	0,10	$6{,}26\cdot10^{-3}$	$2{,}56\cdot10^{-5}$
5	0,25	$1{,}09\cdot10^{-1}$	$3{,}04\cdot10^{-3}$
10	0,05	$1{,}57\cdot10^{-3}$	$1{,}61\cdot10^{-6}$
10	0,10	$1{,}44\cdot10^{-2}$	$6{,}35\cdot10^{-5}$
10	0,25	$2{,}37\cdot10^{-1}$	$7{,}14\cdot10^{-3}$

Из таблицы видно, что при всех рассмотренных значениях t и a линеаризованное уравнение КдВ даёт существенно более точное приближение, чем уравнение переноса. Это согласуется с формулой (4): уравнение переноса учитывает только член первого порядка по a, тогда как линеаризованное уравнение КдВ учитывает также дисперсионный член третьего порядка.

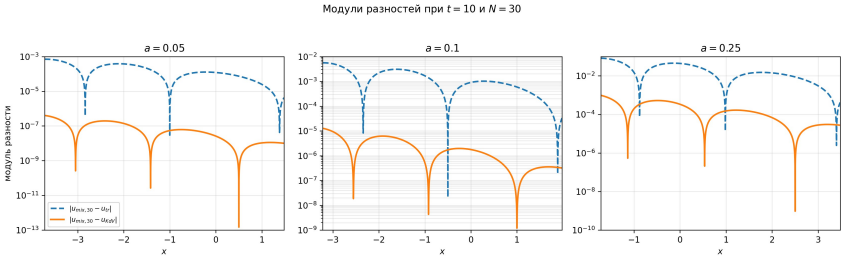


Рис.

На рисунке изображены модули разностей при $t = 10$. Волнообразный вид кривых связан с осцилляциями функции Эйри при отрицательных x. При положительных x функция $\mathrm{Ai}(x)$ убывает экспоненциально, поэтому убывают и разности решений. Для $a = 0{,}25$ отличие уравнения переноса от исходного смешанного уравнения становится наиболее заметным; при этом приближение линеаризованным уравнением КдВ остаётся на несколько порядков точнее.

Выводы

Получено точное представление решения смешанного функционально-дифференциального уравнения через ряд по функциям Бесселя. Для начального условия в виде функции Эйри проведено сравнение исходной задачи с двумя дифференциальными приближениями. Численные результаты показывают, что линеаризованное уравнение КдВ значительно точнее описывает исходную динамику, чем уравнение переноса. Ошибки возрастают при увеличении времени и параметра a, что отражает накопление вклада отброшенных членов разложения по a.

Полученные результаты показывают, что при малых a уравнение переноса может использоваться как первое приближение, однако его точность быстро ухудшается при увеличении параметра или времени. Учёт третьей производной в линеаризованном уравнении КдВ существенно снижает ошибку и сохраняет правильный дисперсионный характер решения.

Таким образом, для выбранного смешанного функционально-дифференциального уравнения линеаризованное уравнение КдВ является более содержательной аппроксимацией, чем уравнение переноса. Отдельный интерес представляет дальнейшее исследование того, как качество таких приближений зависит от класса начальных данных.

[1] Мышкис А.Д. Линейные дифференциальные уравнения с запаздывающим аргументом. – М.: Наука, 1972, 352 с.

ДИФФЕРЕНЦИРОВАНИЕ ПРИБЛИЖЕННО ЗАДАННОЙ ФУНКЦИИ

В.А. Воробьева

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Задача численного дифференцирования функции, заданной в дискретные моменты времени, является классической задачей вычислительной математики и для её решения разработаны многочисленные подходы [1], [2], [3]. В случае, когда значения функции указываются приближенно, эта задача превращается в неустойчивую задачу, встречающуюся при решении целого класса обратных задач.

Для решения неустойчивых обратных задач используются различные методы, в том числе метод динамической регуляризации, разработанные Ю.С. Осиповым, А.В. Кряжимским, В.И. Максимовым и другими авторами [4], [5], [6], [7]. В свою очередь этот метод основывается на подходах теории позиционных дифференциальных игр развитой Н.Н. Красовским и его школой [8], и подходах теории некорректных задач в школах А.Н. Тихонова, В.К. Иванова, М.М. Лаврентьева.

В настоящей работе рассматривается некоторая функция $y = y(t), t \in [0;T]$, $y \in C^1([0;T])$ известна приближенно с погрешностью $\delta > 0$. То есть, вместо функции $y = y(t)$ мы знаем функцию $y_\delta = y_\delta(t), t \in [0;T]$ причем

$$|y_\delta(t) - y(t)| \leq \delta \text{ при всех } t \in [0;T]. \quad (1)$$

Ставится задача: имея результаты измерения $y_\delta(t), t \in [0;T]$ приближенно восстановить производную $y'(t)$ во всех точках точках $t \in (0;T]$.

Пусть задана дифференцируемая функция $y \in C^1([0,T])$, и положительные постоянные $\alpha_0 > 0, \delta_0 > 0, R > 0$,

$$\max_{[0,T]} |y'(t)| = R \quad (2)$$

и для каждого $\delta \in (0, \delta_0)$ определена измеримая функция $y_\delta: [0,T] \to \mathbb{R}$ удовлетворяющая условию:

$$|y_\delta(t) - y(t)| \leq \delta \text{ при всех } t \in [0;T]. \quad (3)$$

Определим для каждого $\alpha \in (0;\alpha_0)$, $\delta \in (0,\delta_0)$ семейство функций $z_{\delta,\alpha}(t), t \in [0,T]$, являющихся решением следующей задачи

$$\begin{cases} z'_{\delta,\alpha}(t) + \dfrac{1}{\alpha} z_{\delta,\alpha}(t) = \dfrac{1}{\alpha} y_\delta(t) \\ z_{\delta,\alpha}(0) = y_\delta(0) \end{cases}. \quad (4)$$

Построенная таким образом $z'_{\delta,\alpha}(t)$ будет являться динамически регуляризированной производной для $y_\delta(t)$, $t \in [0;T]$, и сходится к истинной $y'(t)$.

В данной работе доказаны следующие утверждения.

Теорема 1. При всех $t \in [0,T], \alpha \in (0;\alpha_0)$, $\delta \in (0,\delta_0)$ выполнено:

$$\left|z_{\delta,\alpha}(t) - y(t)\right| \le \delta + \alpha R. \quad (5)$$

Следствие 1.

$$\left\|z_{\delta,\alpha} - y\right\|_{\mathrm{C}} \to 0 \text{ при } \delta \to 0, \alpha \to 0, \quad (6)$$

причем

$$\left\|z_{\delta,\alpha} - y\right\|_{\mathrm{C}} \le \delta + \alpha R. \quad (7)$$

Следствие 2.

$$\left\|z_{\delta,\alpha} - y\right\|_{L_p} \to 0 \text{ при } \delta \to 0, \alpha \to 0, \quad (8)$$

причем

$$\left\|z_{\delta,\alpha} - y\right\|_{L_p} \le (\delta + \alpha R) T^{\frac{1}{p}}. \quad (9)$$

Теорема 2. При всех $t \in [0,T], a \in (0;a_0),\ \delta \in (0,\delta_0)$ выполнено:

$$\left|z'_{\delta,\alpha}(t)\right| \le \frac{2\delta}{\alpha} + R. \quad (10)$$

Теорема 3. При всех $t \in [0,T], \alpha \in (0;\alpha_0),\ \delta \in (0,\delta_0), \varepsilon \in (0;T)$ выполнено:

$$\left|z'_{\delta,\alpha}(t) - y'(t)\right| \le \frac{2\delta}{\alpha} + 3R^{-\frac{\varepsilon}{\alpha}} + \omega(y';\varepsilon) + Re^{-\frac{t}{\alpha}}, \quad (11)$$

где $\omega(y';\varepsilon)$ – модуль непрерывности функции $y' \in C([0;T])$.

Теорема 4. (о поточечной сходимости). Пусть $y \in C^1([0;T])$. Тогда для любого $t \in (0;T]$ справедливо:

$$\left|z'_{\delta,\alpha}(t) - y'(t)\right| \to 0, \text{при } \alpha \to 0, \quad \delta \to 0, \quad \frac{\delta}{\alpha} \to 0. \quad (12)$$

Теорема 5. Пусть $y \in C^1([0;T])$. Тогда для любого $p \in [1;\infty)$

$$\left|z'_{\delta,\alpha}(t) - y'(t)\right|_{L_p(0;T)} \to 0, \text{при } \alpha \to 0, \quad \delta \to 0, \quad \frac{\delta}{\alpha} \to 0. \quad (13)$$

Теорема 6. (о равномерной сходимости). Пусть $y \in C^1([0;T]),\ t_0 \in (0;T]$. Тогда

$$\left|z'_{\delta,\alpha}(t) - y'(t)\right|_{C([t_0;T])} \to 0, \text{при } \alpha \to 0, \quad \delta \to 0, \quad \frac{\delta}{\alpha} \to 0. \quad (14)$$

Результаты получены совместно с научным руководителем - доктором физико-математических наук, Калининым Алексеем Вячеславовичем.

[1] Бахвалов Н.С., Жидков Н.П., Кобельков Г.М. Численные методы. – М.: Наука, 1987, 432с.
[2] Вержбицкий В.М. Основы численного анализа. – М.: Высшая школа, 2001, 840 с.
[3] Колмогоров А.Н., Фомин С.В. Элементы теории функций и функционального анализа. – М.: Наука, 1976.
[4] Кряжимский А.В., Осипов Ю.С. // В кн.: Задачи позиционного моделирования. – Свердловск, 1986, с. 41.
[5] Максимов В.И. // Изв. РАН. Сер. Техн. Киберн. 1994. № 3. С.127.
[6] Осипов Ю.С., Кряжимский А.В. Методы динамического восстановления входов управляемых систем. – Екатеринбург: УрО РАН, 2011, 291 с.
[7] Осипов Ю.С., Васильев Ф.П., Потапов М.М. Основы метода динамической регуляризации. – М.: Изд-во МГУ, 1999, 237 с.
[8] Красовский Н.Н., Субботин А.И. Позиционные дифференциальные игры. – М.: Наука, 1974, 456 с.

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ВЕКТОРНЫХ ПОЛЕЙ ВО ВНЕШНИХ ОБЛАСТЯХ

А.А. Золотницин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Для доказательства коэрцитивности дифференциальных операторов векторного анализа, используемых в электромагнитной теории в случае неоднородных сред, требуются специальные неравенства, связывающие L_p-нормы векторных полей с L_p-нормами операций векторного анализа, примененных к данным векторным полям. В работах – с использованием специальных представлений векторных полей во внутренних ограниченных областях и в пространстве $\mathbb{R}^3$ были получены соответствующие интегральные оценки скалярных произведений векторных полей, удобные при изучении задач электромагнитной теории в неоднородных средах. В настоящей работе приводятся представления векторных полей во внешних областях, связывающие значения полей на границе со значениями полей во внешней области и примененных к этим полям операциями векторного анализа. На основании этих представлений получен новый класс интегральных неравенств для скалярных произведений векторных полей.

Элементы пространства $\mathbb{R}^3$ будем обозначать $\mathbf{x} = (x_1, x_2, x_3)$, канонический базис в $\mathbb{R}^3$ – $\mathbf{e_i}$, $i = \overline{1;3}$. Скалярное и векторное произведения векторов $\mathbf{x}$ и $\mathbf{y}$ будем обозначать соответственно $(\mathbf{x} \cdot \mathbf{y})$ и $[\mathbf{x} \times \mathbf{y}]$, норму в $\mathbb{R}^3$ – $|\mathbf{x}| = \sqrt{x_1^2 + x_2^2 + x_3^2}$. Через $S_R^2 = \{\mathbf{x} \in \mathbb{R}^3 | \ |\mathbf{x}| = R\}$ будем обозначать сферу радиуса R с центром в начале координат, $S_1^2 = S^2$. Через $B_R(\mathbf{x_0}) = \{\mathbf{x} \in \mathbb{R}^3 | \ |\mathbf{x} - \mathbf{x_0}| < R\}$ обозначается открытый шар радиуса R с центром в $\mathbf{x}_0$, а через $\overline{B_R}(\mathbf{x_0}) = \{\mathbf{x} \in \mathbb{R}^3 | \ |\mathbf{x} - \mathbf{x_0}| \leq R\}$ –замкнутый шар радиуса R с центром в $\mathbf{x_0}$. Также положим $B_R(0) = B_R$ и $\overline{B_R}(0) = \overline{B_R}$

Пусть $\Omega \in \mathbb{R}^3$ – область, $\mathcal{D}(\Omega) = \{\varphi \in C^\infty(\Omega) | \ \mathrm{supp}(\varphi) \subset \Omega - \text{компакт}\}$. Если $f \in L^p(\Omega)$, то её производную будем понимать в обобщенном смысле, т.е. если для всех $\varphi \in \mathcal{D}(\Omega)$ выполнено равенство

$$\int_\Omega g\,(x)\varphi(x)dx = -\int_\Omega f\,(x)\frac{\partial\varphi(x)}{\partial x_i}dx,$$

то функция g является обобщенной производной функции f по x_i и будем в таком случае писать $g(x) = \frac{\partial f(x)}{\partial x_i}$.

Введем пространства $\{L_P(\Omega)\}^3 = \{\mathbf{f} = (f_1, f_2, f_3) | \ f_i \in L_p(\Omega), \ i = \overline{1;3}\}$ и $\{C^p(\Omega)\}^3 = \{\mathbf{f} = (f_1, f_2, f_3) | \ f_i \in C^p(\Omega), \ i = \overline{1;3}\}$. В пространстве $\{L_P(\Omega)\}^3$ введена следующая норма:

$$| \ |\boldsymbol{f}| \ |_{\{L_P(\Omega)\}^3} = \left\{\int_\Omega |\boldsymbol{f}(x)|^p \, dx\right\}^{1/p}.$$

Пусть $\Omega \in \mathbb{R}^3$ – область, $\{\mathcal{D}(\Omega)\}^3 = \{\boldsymbol{\varphi} = (\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3) |\ \varphi_i \in \mathcal{D}(\Omega),\ i = \overline{1;3}\}$. Если $\mathbf{f} \in \{L_p(\Omega)\}^3$, то дифференциальные операторы rot и div будем понимать в обобщенном смысле, т.е. если выполнены равенства

$$\int\limits_{\Omega} \big(\boldsymbol{g}(\boldsymbol{x}) \cdot \boldsymbol{\varphi}(\boldsymbol{x})\big)\, dx = \int\limits_{\Omega} \big(\boldsymbol{f}(\boldsymbol{x}) \cdot \mathrm{rot}\boldsymbol{\varphi}(\boldsymbol{x})\big)\, dx,$$

$$\int\limits_{\Omega} h\,(\boldsymbol{x})\varphi(\boldsymbol{x})dx = -\int\limits_{\Omega} \big(\boldsymbol{f}(\boldsymbol{x}) \cdot \mathrm{grad}\varphi(\boldsymbol{x})\big)\, dx$$

для всех $\boldsymbol{\varphi} \in \{\mathcal{D}(\Omega)\}^3$ и $\varphi \in \mathcal{D}(\Omega)$, то по определению считается $\mathbf{g}(\mathbf{x}) = \mathrm{rot}\mathbf{f}(\mathbf{x})$, а $h(\mathbf{x}) = \mathrm{div}\mathbf{f}(\mathbf{x})$ для $\mathbf{f} \in \{L_p(\Omega)\}^3$.

Также введем в рассмотрение пространства $H_p(\mathrm{rot}, \Omega)$ и $H_p(\mathrm{div}, \Omega)$. По определению положим:

$$H_p(\mathrm{rot}, \Omega) = \{\boldsymbol{f} \in \{L_p(\Omega)\}^3 |\ \mathrm{rot}\boldsymbol{f} \in \{L_p(\Omega)\}^3\},$$

$$H_p(\mathrm{div}, \Omega) = \{\boldsymbol{f} \in \{L_p(\Omega)\}^3 \big|\ \mathrm{div}\boldsymbol{f} \in L_p(\Omega)\}.$$

В данных пространствах введены следующие нормы:

$$|\,|\boldsymbol{f}|\,|_{H_p(rot,\Omega)} = \{|\,|\boldsymbol{f}|\,|^p_{\{L_p(\Omega)\}^3} + |\,|\mathrm{rot}\boldsymbol{f}|\,|^p_{\{L_p(\Omega)\}^3}\}^{1/p},$$

$$|\,|\boldsymbol{f}|\,|_{H_p(div,\Omega)} = \{|\,|\boldsymbol{f}|\,|^p_{\{L_p(\Omega)\}^3} + |\,|\mathrm{div}\boldsymbol{f}|\,|^p_{L_p(\Omega)}\}^{1/p}.$$

Также введем следующие функциональные пространства:

$$\big\{L_p\big(\ \Omega;\ |\boldsymbol{x}|^{\alpha/q}\big)\big\}^3 = \Big\{\boldsymbol{f} \in \{L_p(\Omega)\}^3 : |\boldsymbol{x}|^{\alpha/p}|\boldsymbol{f}| \in L_p(\Omega)\Big\},$$

$$L_p(S^2) = \left\{f : S^2 \to \mathbb{R} \int_{S^2} |f(x)|^p dx < +\infty\right\},$$

$$H_p\big(\mathrm{rot};\ \Omega;\ |\boldsymbol{x}|^{\alpha/p}\big) = \{\boldsymbol{f} \in H_p(\mathrm{rot}; \Omega) : \mathrm{rot}\boldsymbol{f} \in \big\{L_p\big(\ \Omega;\ |\boldsymbol{x}|^{\alpha/q}\big)\big\}^3,$$

$$H_p\big(\mathrm{div};\ \Omega;\ |\boldsymbol{x}|^{\alpha/p}\big) = \{\boldsymbol{f} \in H_p(\mathrm{div}; \Omega) : |\boldsymbol{x}|^{\alpha/p}|\mathrm{div}\boldsymbol{f}| \in L_p(\Omega)\}.$$

Пусть $\Omega_{int} \subset \mathbb{R}^3$ – открытое подмножество, звездное относительно начала координат. Предположим, что $\partial\Omega_{int} = \Gamma$ – многообразие класса C^1. Обозначим через $\Omega_{ext} = \mathbb{R}^3 \backslash \overline{\Omega_{int}}$, где $\overline{\Omega_{int}} = \Omega_{int} \cup \Gamma$. Для всех $\mathbf{s} \in S^2$ определим луч $l_{\mathbf{s}} = \{\mathbf{x} \in \mathbb{R}^3 |\ \mathbf{x} = r\mathbf{s},\ r \in (0; +\infty)\}$. Также введем в рассмотрение множество $S_\Gamma = \{\mathbf{s} \in S^2 |\ l_{\mathrm{s}} \cap \Gamma \neq \emptyset\}$. Предположим, что выполнены следующие условия:

1) $S_\Gamma \subset S^2$ – открытое подмножество S^2;
2) Для всякого $\mathbf{s} \in S_\Gamma$ множество $l_{\mathrm{s}} \cap \Gamma$ состоит ровно из одной точки $\mathbf{x} = R(\mathbf{s})\mathbf{s}$, причем $\mathbf{x} = r\mathbf{s} \in \Omega_{int}$ при $r \in \big(0; R(\mathbf{s})\big)$ и $\mathbf{x} = r\mathbf{s} \in \Omega_{ext}$ при $r \in (R(\mathbf{s}); +\infty)$;

3) Функция $h(\mathbf{x}) = R(\mathbf{x}/|\mathbf{x}|)$, определенная на множестве S_h, принадлежит классу $C^1(S_h)$, где $S_h = \{\mathbf{x} \in \mathbb{R}^3 | \ \mathbf{x} = r\mathbf{s},\ (r, \mathbf{s}) \in (0; +\infty) \times S_\Gamma\}$

Справедливы следующие теоремы:

Теорема 1. Пусть выполнены условия $1) - 3)$. Тогда всякую функцию $\mathbf{u} \in \{\mathrm{C}^1(\overline{\Omega_{\mathrm{ext}}})\}^3$ при всех $\mathbf{x} \in \Omega_{\mathrm{ext}}$ можно представить в виде:

$$\boldsymbol{u}(\boldsymbol{x}) = \mathrm{rot}_{\boldsymbol{x}} \int\limits_{h(\boldsymbol{x})/|\boldsymbol{x}|}^{1} \tau\,[\boldsymbol{u}(\tau\boldsymbol{x}) \times \boldsymbol{x}]d\tau + \int\limits_{h(\boldsymbol{x})/|\boldsymbol{x}|}^{1} \tau^2\, \boldsymbol{x}\mathrm{div}_z\ \boldsymbol{u}(\tau\boldsymbol{x})d\tau -$$

$$-\boldsymbol{x}\left(\mathrm{grad}_x \frac{h(\boldsymbol{x})}{|\boldsymbol{x}|} \cdot \boldsymbol{u}\left(\frac{\boldsymbol{x}h(\boldsymbol{x})}{|\boldsymbol{x}|}\right)\right)\frac{h(\boldsymbol{x})}{|\boldsymbol{x}|}.$$

Теорема 2. Пусть выполнены условия $1) - 3)$. Тогда всякую функцию $\mathbf{u} \in \{\mathrm{C}^1(\overline{\Omega_{\mathrm{ext}}})\}^3$ при всех $\mathbf{x} \in \Omega_{\mathrm{ext}}$ можно представить в виде:

$$\boldsymbol{u}(\boldsymbol{x}) = \mathrm{grad}_x \int\limits_{h(\boldsymbol{x})/|\boldsymbol{x}|}^{1} (\boldsymbol{u}(\tau\boldsymbol{x}) \cdot \boldsymbol{x})\, d\tau + \int\limits_{h(\boldsymbol{x})/|\boldsymbol{x}|}^{1} \tau\,[\mathrm{rot}_z\boldsymbol{u}(\tau\boldsymbol{x}) \times \boldsymbol{x}]d\tau +$$

$$+\left[\boldsymbol{x} \times \left[\mathrm{grad}_x \frac{h(\boldsymbol{x})}{|\boldsymbol{x}|} \times \boldsymbol{u}\left(\frac{\boldsymbol{x}h(\boldsymbol{x})}{|\boldsymbol{x}|}\right)\right]\right].$$

С использованием результатов предыдущих теорем, в работе доказывается следующий результат.

Теорема 3. Пусть $\Omega_{\mathrm{int}} = \mathrm{B}$, $\overline{\Omega}_{\mathrm{ext}} = \overline{\mathbb{R}^3 \backslash \mathrm{B}}$, $\mathbf{u} \in H_{\mathrm{p}}\big(\mathrm{div}; \Omega_{\mathrm{ext}}; |\mathbf{x}|^{\beta/\mathrm{p}}\big)$, $\mathbf{v} \in H_q\big(\mathrm{rot}; \Omega_{\mathrm{ext}}; |\mathbf{x}|^{\alpha/\mathrm{q}}\big)$, $u_n \in \mathrm{L}_{\mathrm{p}}(\mathrm{S}^2)$, причем $1/p + 1/q = 1$. Тогда, верно следующее неравенство:

$$|\langle \boldsymbol{v}(\boldsymbol{x}) \cdot \boldsymbol{u}(\boldsymbol{x})\rangle| \le \mathcal{M}\,(|\ |\boldsymbol{u}|\ |_{\{L_p(\Omega_{ext})\}^3} \cdot |\ ||\boldsymbol{x}|^{\frac{\alpha}{q}} \cdot \mathrm{rot}\boldsymbol{v}|\ |_{\{L_q(\Omega_{ext})\}^3}$$

$$+|\ ||\boldsymbol{x}|^{\frac{\beta}{p}}\mathrm{div}_{\boldsymbol{z}}\boldsymbol{u}|\ |_{\{L_p(\Omega_{ext})\}^3} \cdot |\ |\boldsymbol{v}|\ |_{\{L_q(\Omega_{ext})\}^3} +$$

$$+|\ |u_n|\ |_{L_p(S^2)} \cdot |\ |\boldsymbol{v}|\ |_{\{L_q(\Omega_{ext})\}^3}).$$

[1] Калинин А.В. // Вестник ННГУ. Мат. мод. и опт. упр. 1997. Т. 20. № 1. С. 32.
[2] Калинин А.В., Калинкина А.А. // Изв. вузов. Математика. 2004. № 3. С. 26.
[3] Калинин А.В. // Известия института математики и информатики. УдГУ. 2006. Вып. 3 (37). С. 55.
[4] Kalinin A.V., Tyukhtina A.A. // Math. Meth. Appl. Sci. 2018. Vol. 41, no. 18. P. 9283.

Секция «Динамические системы и математическая физика»

Заседание секции проводилось 20 мая 2026 г.
Председатель – А.В. Калинин, секретарь – А.А. Тюхтина.

СОДЕРЖАНИЕ

Секция «Электродинамика» **5**
Емельянов Н.А., Кочаровский Вл.В. Анализ самосогласованного транспорта заряженных частиц в плазме с микротурбулентным магнитным полем. приложения к солнечным вспышкам 6
Гарасев М.А., Емельянов Н.А., Кузнецов А.А, Нечаев А.А., Широков Е.А., Кочаровский Вл.В. Аномальное сопротивление и анизотропный перенос электронов в плазме с магнитостатической турбулентностью, обусловленной вейбелевской неустойчивостью 10
Галка А.Г., Костров А.В., Малышев М.С., Привер С.Э. Резонансный датчик плотности ионосферной плазмы и ее пространственно-временных флуктуаций на малом космическом аппарате 13
Ларюшин И.Д., Романов А.А., Введенский Н.В. Управление параметрами УФ-импульсов, генерируемых при ионизации газа трехцветным лазерным излучением 17
Введенский Н.В., Силаев А.А., Тюрин С.А. Квантовомеханические расчёты генерации и усиления низших гармоник оптического излучения в атомарном водороде 20
Павличенко И.А., Удалов М.Р. Спектры поглощения сферических металлических наночастиц в условиях двойных плазмонных резонансов 24
Липшева В.А., Закамов В.Р. Первичный расчет мощного усилителя S-диапазона на GaN-транзисторах 28
Жуков К.А., Закамов В.Р., Зайцева А.С. Нахождение эквивалентов Электромагнитной связи на сосредоточенных элементах для разработки микрополосковых фильтров СВЧ-диапазона 32
Секция «Квантовая радиофизика и лазерная оптика» **37**
Анохин И.В., Маругин А.В. Температурные эффекты в импульсных каскадных InGaAs-InAlAs лазерах (λ ~ 8 МКМ) 38
Аппанова А.В., Савикин А.П. Твердотельный Nd:YAG-лазер с диодной накачкой на длине волны 1338 нм: принципы работы и медицинские применения 42
Еголин В.А., Савикин А.П., Курашкин С.В., Маругин А.В. Спектрально-люминесцентные свойства стекла ZBLAN:Er^{3+}/Ho^{3+} при возбуждении излучением двухмикронного диапазона 46
Нуждин Д.А., Мартынова О.В., Еськин В.А., Савикин А.П., Курашкин С.В. Моделирование температурных полей в неоднородно легированных стержнях Cr:ZnSe 48
Перунин И.Ю. Обработка спектральных данных с помощью ИИ 53
Петров Р.С., Курашкин С.В., Мартынова О.В., Савикин А.П. Влияние излучения в области 2,5 мкм на генерацию Nd:YAG лазера с длиной волны 1,3 мкм 55
Вьюшкина Е.С., Сумачев К.Э. Формирование поляризационных состояний света с использованием электрооптического кристалла $LiNbO_3$ в системах квантового распределения ключей 59
Секция «Электроника» **64**

Анисимова А.Д., Оболенский С.В. Нестационарный температурный режим канала HEMT-транзистора 65
Асяев Д.С., Дудин А.А., Оболенский С.В. Влияние теплоотвода с углеродными нанотрубками на температуру канала GaN HEMT-транзистора в импульсном режиме 69
Бибикова В.В., Забавичев И.Ю., Оболенский С.В., Плечков Н.А., Потехин А.А., Пузанов А.С. Анализ угроз информационной безопасности аппаратно-программного комплекса на базе лазерной установки для моделирования одиночных радиационных эффектов 73
Дудин А.А., Асяев Д.С. Экспериментальное определение оптимальных режимов работы МИС усилителя высокой выходной мощности ф. GETYA 77
Китаев А.Е. Выражения для характеристик полевого транзистора, использующие специальную функцию Ламберта 81
Секция «Излучение и распространение радиоволн» 86
Бахметьева Н.В., Шиндин А.В., Грач С.М., Жемяков И.Н., Калинина Е.Е. Ионосфера над нагревным стендом Arecibo – результаты исследования методом ИПН 87
Дугин Н.А., Кораблев Е.Д. Оценка параметров линии радиосвязи в сети плавучих навигационных знаков 91
Дугин Н.А., Крит А.А. Архитектура многоканального тракта обработки сигналов глонасс для высокоточного позиционирования водных объектов 95
Дугин Н.А., Нечаева М.Б., Яковлев И.О. Калибровка радиоинтерферометра ОКБ МЭИ по внеземным радиоисточникам 99
Ермакова Е.Н., Рябов А.В. Зависимость суточной динамики спектральных параметров УНЧ фонового шума от уровня солнечной и магнитной активностей на разных широтах 103
Карпова А.В., Шашунькина О.В., Савченков В.П. Эффективность материалов для экранирования от электромагнитного излучения в СВЧ диапазоне 107
Коган Л.П., Штенберг В.Б., Ревунова Е.А. Возникновение линейных структур в статистических зависимостях перед землетрясением высокой магнитуды 112
Коган Л.П., Заборонкова Т.М. Плотность вероятности интенсивности электромагнитных волн в слое с дискретными случайными неоднородностями диэлектрической проницаемости 115
Кондратьева Д.А., Домбек Е.М., Лапинов А.В., Трофимова Е.А., Киселёв А.К., Лапин Н.И., Кортиков Н.М. Сравнительный анализ прозрачности атмосферы на длине волны 1.35 см, измеренной при помощи РТ-22 ПРАО и рассчитанной исходя из метеоданных 119
Лапин Н.И., Кондратьева Д.А., Киселёв А.К., Лапинов А.В., Трофимова Е.А. Измерения эффективной площади РТ-22 ПРАО на длине волны 1.35 см 123
Нещеткин Г.М., Беспалов П.А., Савина О.Н. Некоторые результаты численной обработки данных об ОНЧ хорах в земной магнитосфере 127
Пахомов А.А., Белов Ю.И., Тимукин Н.С. Исследование влияния ветра на результаты контроля характеристик ФАР научного радара СУРА с помощью БПЛА 131
Шейнер О.А., Выборнов Ф.И. Оценка степени ионосферных возмущений взаимодействующих корональных выбросов массы 135
Шейнер О.А. Параметры радиопредвестников взаимодействующих корональных выбросов массы 140

Шкарева П.Д., Беспалов П.А., Савина О.Н. Признаки влияния крупномасштабных атмосферных процессов на свойства квазипериодических ОНЧ излучений внутри плазмосферы по данным миссии Van Allen Probe 144
Солин А.Е., Грач С.М., Ткачёв И.Д., Белецкий А.Б., Шиндин А.В., Тареева Е.В. О зависимости яркости искусственного оптического свечения ионосферы от соотношения частоты волны накачки и 5-й гармоники электронной циклотронной частоты 148
Выборнов Ф.И., Семенова Н.А., Першин А.В. Использование разнесенных трасс ЛЧМ зондирования ионосферы для определения характеристик ионосферных возмущений 152
Секция «Фундаментальные и прикладные задачи теории нелинейных колебаний» 157
Боброва А.В., Осипов Г.В. Структуры в ансамбле пяти фазовых осцилляторов с отталкивающими связями 158
Чиндарев Д.В., Большаков Д.И., Мищенко М.А Имитационное моделирование синхронизации импульсно-связанных нейронов 162
Еремеев В.П., Осипов Г.В. Четыре сценария возбудимости и бифуркации коразмерности два в двумерной модели нейрона 166
Горюнов О.А., Клиньшов В.В. Моделирование динамики обучения импульсной архитектуры CoLaNET 170
Камионко Т.А., Мищенко М.А., Ковалева Н.С. Обучение спайковых нейронных сетей с временным кодированием данных 174
Хамков М.М., Болотов М.И., Смирнов Л.А. Ротобризерные циклопные режимы в системе глобально связанных фазовых осцилляторов с инерцией 178
Кононов Р.А., Масленников О.В. Исследование влияния параметров событийного потока DVS-камеры на динамику спайковой нейронной сети в задаче классификации движущихся рукописных цифр 181
Коротков А.Г., Сюндюкова Е.В., Губина Е.В., Осипов Г.В. Гетероклинические и предельные циклы в двумерной модели типа Лотки-Вольтерры 184
Ковалева Н.С., Матросов В.В., Мищенко М.А. Формирование кластеров в рекуррентной спайковой нейронной сети под воздействием временных паттернов активности 188
Щербаков П.А., Смирнов Л.А., Костин В.А., Болотов М.И., Осипов Г.В. Когерентно-некогерентно-градиентные состояния в ансамбле осцилляторов с частичным движением 192
Сутягин А.А., Канаков О.И. Сравнение конкурентных механизмов обучения коллективного классификатора с биологически обоснованной моделью отклика 196
Золкин И.А., Смирнов Л.А., Болотов М.И. Неоднородность как механизм стабилизации циклопных состояний в сетях фазовых осцилляторов с высшими гармониками связи 200
Секция «Радиофизические методы измерения и их компьютерное обеспечение» 204
Железнов М.В., Пархачёв В.В. Коэффициент использования канала как метрика эффективности многомерных сигнальных созвездий 205
Фотынюк А.С., Пархачёв В.В. Исследование методов оптимизации параметров интеллектуальных отражающих поверхностей для повышения защищенности беспроводной связи 209

Пащенко А.С. Динамическое квантование коэффициентов гауссова БИХ-фильтра .. 213
Матросов К.С., Козлов С.А. Исследование искажающих факторов при формировании радиосигналов с фазовой манипуляцией 217
Турченко Е.И., Пархачёв В.В. Достижение секретности в канале с подслушиванием методами канального кодирования 221
Евтеев Д.А., Черняева М.Б., Яблоков А.А. Исследование влияния АЦП спектрометра и шумов на возможность обнаружения линии поглощения 225
Алексеев И.И. Исследование LDPC-кодирования в спутниковых системах связи 229
Мухин Н.А., Шахтанов С.В. Оценка качественных ограничений эмпирической модели Окамура–Хата и условия необходимости применения полевых измерений или детерминированных методов 232
Адам Али Х., Козлов С.А. Исследование характеристик разрешения и распознавания сигналов в сложной сигнально-помеховой обстановке на основе анализа собственных чисел выборочной корреляционной матрицы 236
Дорохов С.П., Ивлев Д.Н., Д.А. Кашин Д.А. Влияние постоянной составляющей на вероятность битовых ошибок в цифровых приемниках с прямым преобразованием 240
Шулепин М.А. От ключевой к бесключевой криптографии: возможности и ограничения 243
Королев А.М., Листратов А.И., Ильясафов А.Д. Экспериментальная оценка когерентности дискретно-квантованных радиосигналов 246
Софронов И.С., Пархачёв В.В. Применение теории дифракции Кирхгофа для оценки точности измерения перемещения радиоинтерферометрическим методом 250
Руденко А.П. Реализации системы цифровой обработки сигналов на многоядерном процессоре архитектуры NMC 254
Сурков Н.И., Пальгуев Д.А., Сафонова Ю.А. Выбор методов параллельного программирования для систем контроля воздушного пространства с учетом требования свойства изохронности 257
Дарий С., Шахтанов С.В. Методология автоматизированной нормализации гетерогенных массивов данных в информационных системах телекоммуникационных операторов 261
Листратов А.И., Пальгуев Д.А. Анализ алгоритмов численной оптимизации многомерных функций для расчёта параметров детерминированной траектории 265
Британков А.К., Лисин А.А., Малеханов А.И., Соколов В.В. Компактный низкочастотный гидроакустический излучатель высокой удельной мощности 269
Галактионов А.А., Баландин И.А., Лаврентьев А.М. Способ свёртки спектра сигналов с псевдослучайной перестройкой рабочей частоты 273
Немкин Н.А., Зайцев С.А. Несмещённая оценка мощности пассивной помехи на основе структурно-параметрической оптимизации КНС с ЛЧМ и цифровой обработки сигнала..... 277
Лаврентьев А.М., Калашников Р.В., Бабушкин Е.А., Долковски Р.Я. Фазовый синтез антенных решеток, использующий статистическое формирование остронаправленных диаграмм направленности фазированной антенной решетки проходного типа 281
Секция «Общая физика» 285
Амерханов И.С., Серов Е.А., Леонов И.И., Чернова А.И., Паршин В.В., Галанина Т.А., Королева А.О., Кошелев М.А. Учёт влияния паразитной интерференции в резонаторном спектрометре 286

Амерханов И.С., Серов Е.А., Галанина Т.А., Королева А.О., Кошелев М.А. Континуум водяного пара в миллиметровом диапазоне: новые прецизионные лабораторные данные и современные модели 290
Арабаджи В.В. О поглощении электромагнитной волны линейной решеткой электрических токов и силах реакции 294
Королева А.О., Серов Е.А., Галанина Т.А., Амерханов И.С., Секачева А.Ю., Вилков И.Н., Макаров Д.С., Кошелев М.А., Третьяков М.Ю. Поглощение CO-Ar в миллиметровом диапазоне длин волн: Линии и континуум 298
Лучинин А.Г., Паршин В.В., Серов Е.А., Синцов С.В., Веселов А.П., Кирсанов А.В., Крупин Д.С., Фокин А.П. Исследования диэлектрических параметров лунного реголита в субтерагерцовом диапазоне частот 302
Макаров Д.С., Вилков И.Н., Голубятников Г.Ю., Секачева А.Ю., Королева А.О., Галанина Т.А., Кошелев М.А. Исследование профилей субТГц молекулярных линий H_2O и O_2 для атмосферных приложений 304
Батенькин М.А., Менсов С.Н., Полуштайцев Ю.В. Оптическое управление процессом порообразования в фотополимеризующейся среде 308
Парамонова Ю.А., Королева А.О., Галанина Т.А., Кошелев М.А., Третьяков М.Ю. Континуум H_2O–Ar в дальней ИК-области (50–500 $см^{-1}$) 312
Секачева А.Ю., Финенко А.А., Чистиков Д.Н. Разделение вкладов постоянного и индуцированного диполей в поглощение CO–Ar в дальнем ИК-диапазоне 317
Секция «Статистическая радиофизика и мобильные системы связи» 322
Абрашин А.А., Артемьев В.В., Галкин М.Е., Катков М.М. Разработка цифрового декодера аналогового телевизионного сигнала PAL-625 полученного с беспилотного летательного аппарата 323
Бугаков Н.С., Чуманкин Ю.Е. Исследование устойчивости идентификации преамбулы в процедуре RACH в спутниковых системах связи к шуму и частотному сдвигу 326
Дворова Е.М., Чуманкин Ю.Е. Исследование точности алгоритма определения местоположения абонентского терминала сети 5G NTN в условиях априорной неопределенности частотного сдвига сигнала 330
Болховская О.В., Исайкина М.А., Мальцев А.А. Исследование статистических характеристик оценок угла прихода сигнала в линейных антенных решетках в области низких значений ОСШ 334
Ивина Е.А., Овчинников П.Е. Исследование метода фазовых измерений для навигационных сигналов 338
Калинин И.И., Давыдов А.В. Детектирование низколетящих объектов с помощью нейронных сетей на основе измерений радиоканала 342
Болховская О.В., Катков М.М., Артемьев В.В., Мальцев А.А. Оценка эффективности GLRT-детекторов пространственных сигналов в многоканальных антенных системах 346
Кипятков Р.С. Эффективность позиционирования пользователей системы сотовой связи на основе измерения TDoA 350
Никитин О.В., Овчинников П.Е. Оценка величины эффекта Доплера на основе сопряженного фильтра для OFDM-модулированного сигнала 354

Рябов Д.А., Минеев С.А., Бобров А.И., Нежданов А.В., Шестаков Д.В., Скрылев А.А., Вязанкин О.С. Многомодульная фазированная антенная решетка с оптической обработкой сигнала 358
Шишанов С.В., Флаксман А.Г. Метод формирования двумерных MIMO антенных решеток на основе взаимно-простых сеток 361
Шишанов С.В., Кочубейник И.В. Калибровка распределенной системы радиолокационных датчиков на основе измерения радиальных скоростей объектов 365
Солодкова А.А., Аверин И.М. Исследование применимости модуляций высокого порядка в восходящем канале системы связи 5G 369
Сорокин И.С., Фадеев Д.П. Применение логарифма отношения правдоподобия в системах с разнесенным приемом 373
Ваняев Д.А. Системный подход к процедуре обеспечения достоверности цифровых команд управления в мобильных робототехнических комплексах 377
Завьялов Д.С., Флаксман А.Г., Ястребов А.В. Эффективность многоканального компенсатора помехи в системах радиосвязи 381
Секция «Акустика» 386
Британков А.К., Окунев А.Г., Захаров С.Б., Травин Р.В. Управляемый электрический эквивалент мощного низкочастотного гидроакустического излучателя с использованием электрического аналога индуктивности 387
Назаров В.Е., Колпаков А.Б. Эффекты амплитудно-зависимого внутреннего трения в стержневом резонаторе из поликристаллического олова 391
Хазанов Г.Е., Ермаков С.А. Численное моделирование течений от всплывающих в жидкости газовых пузырьков 395
Русаков Н.С., Ермакова О.С., Поплавский Е.И., Даниличева О.А., Байдаков Г.А., Сергеев Д.А. Геофизическая модельная функция для расчета приводного ветра над Горьковским водохранилищем 399
Ермакова О.С., Русаков Н.С., Поплавский Е.И., Гладских Д.С., Рыбушкина Г.В., Троицкая Ю.И. Анализ сезонных изменений ледяного покрова континентальных водоемов и многолетних климатических трендов на основе альтиметрических данных миссий JASON и TOPEX/Poseidon 402
Ермаков С.А. , Сергиевская И.А., Хазанов Г.Е., Даниличева О.А., Лещев Г.В., Тюрин А.О. Экспериментальное исследование механизма обратного рассеяния излучения X-диапазона на нелинейных гравитационно-капиллярных волнах 406
Смирнов А.В. Локализация удаленного тонального точечного акустического источника в случайно-неоднородном канале мелкого моря на фоне интенсивной помехи 410
Лисин А.А., Малеханов А.И., Хилько А.И. Исследование влияния недостоверного знания параметров слоистой структуры донных осадков на гидроакустическое поле, возбужденное вертикальной антенной решеткой узкополосных излучателей 414
Прохоров А.А., Вировлянский А.Л., Вьюгин П.Н., Дерябин М.С., Казарова А.Ю. Оценка электроакустических характеристик гидроакустического преобразователя по измерениям в воздухе через границу раздела вода-воздух 417
Зимина К.Д., Бахтин В.К., Дерябин М.С., Касьянов Д.А., Прохоров А.А. О бесконтактном методе контроля тонких плёнок на поверхности жидкости 421
Коваль Р.И., Диденкулов И.Н., Прончатов-Рубцов Н.В., Вьюгин П.Н. Экспериментальное исследование поведения пузырьков в акустических резонаторах 425

Грязнова И.Ю., Ларичев П.А., Сечин Е.А. Об особенностях когерентного и некогерентного мониторинга дна океана, содержащего дискретные неоднородности 429
Секция «Математическое моделирование процессов и систем»..... 432
Багаутдинова Э.Р., Станкевич Н.В. Математическое моделирование двумерной модели нейрона на основе формализма Ходжкина—Хаксли..... 433
Бородина Т.С., Лопатин И.И. Применение моделей копул для сравнения российского и зарубежного фондовых рынков..... 437
Федосеев В.Б. Деформация, индуцированная образованием янус-частиц..... 441
Казачек Н.Е., Казачек С.В. К вопросу об исследовании шумов применительно к акустико-эмиссионному методу неразрушающего контроля..... 445
Китаев А.Е. Граничные условия на тонком слое вещества с тензорной диэлектрической проницаемостью и их использование при моделировании процессов в лампе с бегущей волной 449
Китаев А.Е. Описание взаимодействия сверхпроводников и магнитного поля посредством нелинейности 5-го порядка 453
Никифорова Л.П., Маковкин С.Ю. Нелинейная динамика и процессы синхронизации в системе взаимодействующих астроцитов 457
Панкратова Е.А. Исследование сложной стохастической динамики джозефсоновского контакта..... 460
Попов Д.Д. Программное обеспечение для математического моделирования синхронизации нейрон-астроцитарной сети гиппокампа..... 465
Сачков К.Д., Ларюшин И.Д. Разработка модели управления гетерогенным отрядом в клеточном игровом симуляторе 469
Сарафанов Г.Ф. Дислокацинно-дисклинационный механизм формирования ячеистой структуры в металлах 473
Смышляев А.П., Громов Н.В., Шарков А.А., А.Д. Гребенюкова А.Д., Лебедева А.В., Смирнов Л.А., Леванова Т.А., Писарчик А.Н. Детектирование сонных веретен с использованием алгоритмов глубокого обучения с добавлением гиперграфовых признаков..... 477
Тузиков А.М., Баландин Д.В. Численное моделирование трехмерного движения сферического робота с электромагнитным приводом..... 479
Секция «Стохастические мультистабильные системы» 484
Филатов Д.О., Сорочкина Е.Д., Антонов Д.А., Антонов И.Н., Казанцева И.А. Исследование роста филамента в пленке стабилизированного иттрием диоксида циркония методом контактной сканирующей емкостной микроскопии..... 485
Головкова А.Н., Марычев М.О., Филатов Д.О., Белов А.И., Коряжкина М.Н., Шенина М.Е., Михайлов А.Н., Горшков О.Н., Клюев А.В., Якимов А.В. Анализ поведения параметра формы спектра токового фликкерного шума мемристора на различных участках его вольтамперной характеристики 489
Хабибулова В.А., Коряжкина М.Н., Филатов Д.О., Белов А.И., Антонов И.Н., Агарков Ю.Ю., Михайлов А.Н. Влияние длительности и амплитуды импульсов потенциации и депрессии на резистивное состояние мемристивного устройства на основе ZrO_2(Y) 492
Klyuev A.V., Yakimov A.V. Modeling square artificial spin ice with Wang tiles..... 496
Секция «Информационные системы. Средства, технологии, безопасность» 501

Карельский И.Н., Ротков Л.Ю., Дема С.А. Учет рельефа местности при выборе позиций приемных пунктов угломерной радиотехнической системы пассивной локации 502
Егорова А.А., Никитин А.В. Сравнение методов обнаружения презентационных атак с использованием масок 506
Карельский И.Н., Косматых Р.А., Гаврилин М.А. Применение алгоритма шифрования данных, передаваемых в радиомостах многопозиционной пассивной системы радиотехнического контроля 509
Кривина Е.Н., Ротков Л.Ю., Рябов А.А. Уязвимости алгоритма машинного обучения Random Forest 513
Ларцов С.В., Мортин К.В. Разработка математической модели и методики подавления шума в полных оптических сверточных нейроморфных системах детектирования объектов на промышленных производствах 515
Никитенкова С.П., Пряничникова А.С. Защита изображений от манипуляций ИИ-моделями 518
Нужный Р.Г., Ротков Л.Ю., Мокляков В.А. Обеспечение защиты объектов КИИ в условиях импортозамещения в соответствии с последними актуальными требованиями регуляторов 521
Егорова А.А., Паршев Д.В. Формирование системы фильтрации спама для мессенджеров на основе наивного байесовского классификатора 525
Егорова А.А., Павлушкин В.А. Выбор метода управления секретами в Kubernetes..... 528
Егорова А.А., Шабалин И.Н. Подход к обнаружению поведенческих аномалий пользователей для SIEM-систем на основе анализа временных рядов 531
Семенов Д.А., Шимбуев Д.П. Разработка информационной системы мониторинга и непрерывной диагностики электрической изоляции силовых трансформаторов на основе системного анализа и обработки данных 535
Втюрина М.Н., Рябов А.А. Применение методов машинного обучения для обнаружения атак и их локализация с использованием пакета Wireshark 538
Васильев Р.А. Внедрение автокодировщиков в процесс обработки событий SIEM системы 643
Секция «Физические основы и практическое применение технологий беспроводной связи и информационно-телекоммуникационных технологий» .. 546
Халиуллин Р.Ф., Сулимов А.И. Экспериментальная идентификация компонент импульсной характеристики многолучевого канала по результатам многопозиционного когерентного сверхширокополосного зондирования 547
Епонешников А.В. Формирование согласованных случайных последовательностей из межлучевых задержек импульсной характеристики канала по экспериментальным данным 550
Чахлов С.А., Ластовкин А.А., Дюделев В.В., Соколовский Г.С., Захаров Н.Г., Стариков Ф.А. Особенности применения квантовых каскадных лазеров для передачи данных 554
Скрябин Ю.М. Построение подсистемы обработки электростатических сигналов ... 560
Умнов А.Л. Биофильный умный дом как перспективное направление применения технологий интернета вещей 564
Секция «Проблемы физического и инженерного образования» 569

Дятлов Д.С., Лебедева О.В. Модель предпрофильной подготовки по физике в условиях сетевого взаимодействия 570
Фаддеев М.А., Андреев П.В. Образовательный модуль «Методика измерения основных физических величин» 573
Бурдаков П.К., Козлов С.А. Опыт реализации раздела «Основы пайки» в рамках дополнительной общеразвивающей программы «Школа электроники» 576
Ватрухин И.А., Колодкина Н.Н. Апробация макета Telegram-бота для адаптации и восполнения пробелов по математике у первокурсников 579
Некоркин С.М., Францев М.Е., Зверева О.Е. Обеспечение условий для достижения необходимого теоретического уровня и практической подготовки молодых разработчиков радиотехнического института 581
Британков А.К. Современные проблемы инженерного образования на радиофизическом факультете 584
Секция «Динамические системы и математическая физика» 591
Бирюков Р.С., Кадина Е.Ю., Комарова А.П. Возникновение автоколебаний в оптоэлектронном генераторе 592
Кузьмин В.Г., Филиппов В.Н. Эффект Магнуса при движении закрученного мяча 595
Гонченко С.В. Гомоклинический резонанс, эллиптические точки и задачи Пуанкаре 598
Гонченко А.С. О дискретных аттракторах Лоренца в трехмерных отображениях с осевой симметрией 602
Гордеева О.В., Гонченко С.В. Обобщение теоремы Гаврилова-Шильникова на случай негрубой неподвижной точки 604
Калинин А.В., Тюхтина А.А. Сингулярные разложения электромагнитных полей 608
Казаков А.О., Кулагин Н.Е., Лерман Л.М., Зайчиков К.С. Инвариантные торы и аттрактор Смейла-Вильямса при возмущении интегрируемой гамильтоновой системы с юбкой седло-фокуса 612
Кузнецов В.А. Неизлучающие источники 616
Лерман Л.М., Трифонов К.Н. Бифуркации гамильтоновой системы с гомоклиническими траекториями к состоянию равновесия с двойным нулевым собственным значением. 619
Лерман Л.М., Кулагин Н.Е. Двойная гамильтонова бифуркация Хопфа с приложением к получению стационарных бризеров в уравнении Свифта-Хоенберга 622
Малкин М.И. Области параметров с регулярным и хаотическим поведением для отображений Арнеодо Колле-Трессе 625
Малкин М.И., Решетилов Р.Н. Комбинаторные алгоритмы обнаружения хаоса для отображений лоренцевского типа 628
Морозов К.Е., Чижов К.В. О смешанной динамике в уравнении Дуффинга с нелинейным центром при обратимых возмущениях 632
Новожилов Д.А. Отсутствие C1-Омега взрыва в гладких косых произведениях с замкнутым множеством периодических точек 634
Шалагин М.А. Об одномерном нехаотическом аттракторе простейшего косого произведения на многомерной клетке 637
Велилаев Э.Б., Рассадин А.Э. Дифференциальные приближения для одного смешанного функционально-дифференциального уравнения 640
Воробьева В.А. Дифференцирование приближенно заданной функции 643
Золотницин А.А. Интегральные представления векторных полей во внешних областях 646

Труды

XXX научной конференции по радиофизике, посвященной 125-летию со дня рождения А.А. Андронова

Нижний Новгород, 13—31 мая 2026 г.

Отв. редактор В.В. Матросов

Публикуется в авторской редакции

Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского
603022, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

Электронный формат издания PDF

Адреса электронного ресурса:
http://www.rf.unn.ru/nauka/konferentsii/rf-conf-2026-book/