

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации

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

Труды
XXVII научной конференции
по радиофизике

Нижний Новгород, 15 — 25 мая 2023 г.

Нижний Новгород
2023

УДК 537.86 + 621.3
ББК 3841
Т-78

Редколлегия:

В.В. Матросов (отв. ред.), О.И. Канаков (зам. отв. ред.), Г.А. Баженова (отв. секр.),
М.И. Бакунов, С.Н. Гурбатов, А.А. Дубков, А.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 XXVII научной конференции по радиофизике (Нижний Новгород, 15—25 мая 2023 г.). Нижний Новгород: ННГУ, 2023. – 607 с.

ISBN 978-5-91326-850-1

В сборник включены материалы докладов XXVII научной конференции по радиофизике, проходившей 15—25 мая 2023 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 978-5-91326-850-1

УДК 537.86 + 621.3
ББК 3841

© Нижегородский госуниверситет
им. Н.И. Лобачевского, 2023

Ministry of Science and Higher Education
of the Russian Federation

National Research
Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod

Proceedings
of the XXVII Scientific Conference
on Radiophysics

Nizhny Novgorod, May 15-25, 2023

Nizhny Novgorod
2023

Proceedings of the XXVII Scientific Conference on Radiophysics (Nizhny Novgorod, May 15-25, 2023). Nizhny Novgorod: UNN, 2023. – 607 p.

Editorial Board:

V.V. Matrosov (Editor-in-Chief), O.I. Kanakov (Executive Editor), G.A. Bazhenova (Secretary), M.I. Bakunov, S.N. Gurbatov, A.A. Dubkov, A.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 27th Conference on Radiophysics (May 15-25, 2023, 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 XXVII научной конференции по радиофизике

СЕКЦИЯ «ЭЛЕКТРОДИНАМИКА»

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

САМОСОГЛАСОВАННАЯ МОДЕЛЬ ФИЛАМЕНТА В НЕРАВНОВЕСНОМ СВЧ-РАЗРЯДЕ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ**В.Б. Гильденбург^{1,2)}, С.В. Голубев²⁾, Е.Д. Господчиков^{1,2)}, С.В. Синцов^{1,2)}**¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского²⁾ ИПФ РАН

Исследование плазменных филаментов (тонких нитей с повышенными значениями плотности и температуры частиц) в разрядах высокого давления представляет интерес в связи с их возможными применениями в плазмохимии и для создания компактных источников интенсивного ультрафиолетового излучения. Такого рода филаменты получены в настоящее время в разрядах, создаваемых излучением различных частотных диапазонов (от оптического до радио). Природа физических явлений, определяющих возможность их создания и использования, во всех этих диапазонах, естественно, весьма различна и существенно зависит, в частности, от степени неравновесности образующейся плазмы, предопределяемой, в свою очередь, величиной отношения частоты соударений электронов к частоте поля и возможностью возникновения областей плазменного резонанса. В экспериментальных и теоретических исследованиях микроволнового разряда высокого давления (порядка атмосферного и выше) основное внимание обычно уделяется случаю равновесной плазмы с почти одинаковыми температурами электронов и нейтральных частиц и высокими значениями частоты соударений, когда плазма представляет собой проводник с высокой проводимостью, а ее действие на электромагнитное поле сводится в основном к сильному скинированию [1, 2].

Существенно иная картина энергообмена частиц и взаимодействия поля с плазменным филаментом реализовалась, по-видимому, в экспериментах [3], выполненных недавно в ИПФ РАН, где исследовался разряд, создаваемый в непрерывном режиме в аргоновой струе атмосферного давления полем микроволнового пучка с частотой 24 ГГц при плотностях потока электромагнитной энергии на оси пучка (в отсутствие плазмы) $S_{in} \sim (0,1 \div 5)$ кВт/см². Аргоновая струя вводилась в фокальную область пучка (диаметром ~ 6 см, длиной ~ 20 см) через металлическую трубку с внутренним диаметром среза сопла 0,4 см. При использованных мощностях пучка разряд в аргоне атмосферного давления не был самостоятельным и инициировался благодаря усилению поля на случайных шероховатостях (заострениях) среза сопла. Разряд простирался на расстояние порядка нескольких сантиметров от сопла до границ фокальной области в виде нескольких (от одного до шести) ярко светящихся тонких филаментов и окружающего их более слабого свечения («ореола»), вытянутых в направлении скорости струи независимо от вектора поляризации излучения и ориентации волнового вектора пучка (см. рис. 1, 2). Спектральные, фотометрические и интерферометрические измерения [3] и выполненные на их основе приближенные расчеты дали для параметров разряда следующие значения: диаметр филамента 0,05 см; максимальная концентрация электронов $N_e \sim 7 \cdot 10^{14}$ см⁻³ (что на два порядка больше критической концентрации, составляющей при данной частоте поля $7 \cdot 10^{12}$ см⁻³); температура атомов аргона внутри филамента $\sim (2 \div 4) \cdot 10^3$ К, что, хотя и превышает на порядок температуру во внешней невозмущенной области, при условии термодинамического равновесия, согласно формуле Саха,

дало бы электронную концентрацию, много меньшую наблюдаемой; температура электронов в ореоле ~ 1 эВ; средняя концентрация электронов в ореоле меньше критической.

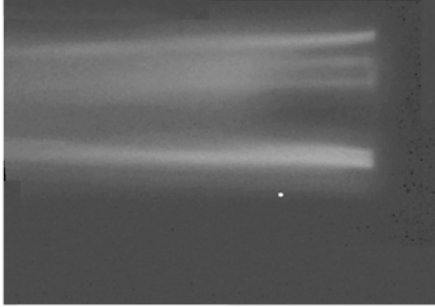


Рис. 1

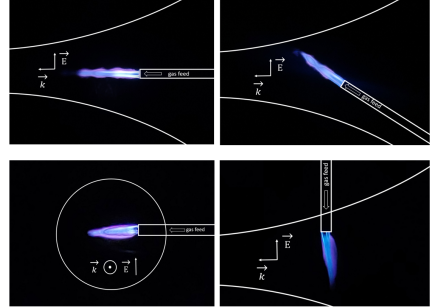


Рис. 2

Судя по приведенным данным и основанным на них качественным оценкам, плазма разряда (как в филаменте, так и в ореоле) находится в описанном эксперименте в сильно неравновесном состоянии. При этом, ввиду десятикратного повышения температуры газа в филаменте при постоянном (атмосферном) давлении, его плотность во столько же раз снижается, и, следовательно, сильно снижается частота соударений электронов, которая оказывается примерно на порядок ниже частоты поля. Последнее означает возможность возникновения сильного плазменного резонанса в области критической электронной плотности, ведущего к появлению заметного резонансного пика амплитуды радиальной (параллельной градиенту плотности) компоненты электрического поля и сильному отрыву электронной температуры от температуры газа.

В данном кратком сообщении представлены результаты исследования роли указанных эффектов в рамках приближенной стационарной цилиндрической модели разряда, поддерживаемого полем вращающейся цилиндрической волны. Зависимость комплексного вектора электрического поля от времени и цилиндрических координат r , φ , z дается в виде

$$\mathbf{E} = \mathbf{F}(r) \exp(-i\omega t + ik_z z + i\varphi), \quad (1)$$

где $k_z = k \cos \theta$, $k = \omega/c$, $\theta = \text{const}$ – угол сходимости волны. Поле на оси симметрии z чисто поперечно и циркулярно поляризовано. В отсутствие разряда оно имеет вид бесселева волнового пучка с поперечными компонентами $E_r = i E_\varphi = E_0 J_0(\kappa_1 r) \exp(-i\omega t + ik_z z + i\varphi)$, где $\kappa_1 = \sqrt{(k^2 - k_z^2)}$. В присутствии плазмы поле (1) удовлетворяет стационарному векторному волновому уравнению

$$-\left[\nabla \times [\nabla \times \mathbf{E}]\right] + k^2 \varepsilon \mathbf{E} = 0, \quad (2)$$

где $\varepsilon = 1 - (N_e/N_c)(1 - iv/\omega)$, N_e – концентрация электронов, ν – частота соударений электронов с нейтральными частицами, $N_c = m(\omega^2 + \nu^2)/(4\pi e^2)$ – критическая кон-

центрация (записанная здесь с учетом соударений). Концентрация электронов, определяемая из условия баланса процессов ионизации и рекомбинации, зависит от электронной температуры T_e :

$$N_e = N_c \exp\left(\frac{I}{T_e} - \frac{I}{T_c}\right), \quad (3)$$

где I – энергия ионизации атома, T_c – температура электронов, при которой $N_e = N_c$. Это означает, что волновое уравнение (2) должно решаться совместно с уравнениями теплопроводности для температур электронов T_e и нейтральных атомов T_n :

$$\frac{d}{dr}\left(\kappa_e \frac{dT_e}{dr}\right) + \frac{1}{2}\sigma|\mathbf{E}|^2 - \frac{3}{2}\delta\nu(T_e - T_n)N_e = 0, \quad (4)$$

$$\frac{d}{dr}\left(\kappa_n \frac{dT_n}{dr}\right) + \frac{3}{2}\delta\nu(T_e - T_n)N_e = 0. \quad (5)$$

Здесь κ_e и κ_n – соответственно коэффициенты теплопроводности электронов и нейтрального газа, $\sigma = \text{Im}(\varepsilon)\omega/4\pi = \nu N_e/(4\pi N_c)$ – действительная проводимость плазмы, δ – относительная доля энергии, передаваемая электроном атому при соударении. Заметим, что благодаря выбранному типу симметрии волнового пучка, единственной независимой переменной в этих уравнениях, как и в получаемых из (2) уравнениях для компонент поля, является радиальная цилиндрическая координата r .

Важным обстоятельством, допускающим существенное упрощение записанной системы уравнений, является малость коэффициента электронной теплопроводности κ_e по сравнению с коэффициентом теплопроводности газа κ_n ; в условиях, способных представлять для нас практический интерес, их отношение $\kappa_e/\kappa_n \simeq (N_e\sqrt{T_e})/(N_n\sqrt{T_n}) \sim 10^{-2}$. Это позволяет пренебречь в первом приближении в уравнении (4) членом, учитывающим теплопроводность, заменяя это дифференциальное уравнение почти во всей области изменения переменной r (за исключением узкой области резкого перепада температуры) условием равновесия

$$\frac{1}{2}\sigma|\mathbf{E}|^2 = \frac{3}{2}\delta\nu(T_e - T_n)N_e, \quad (6)$$

позволяющим представить электронную температуру T_e как локальную функцию температуры атомов T_n и исключая ее тем самым из уравнения (5). Усложняющим обстоятельством является при этом тот факт, что эта функция, ввиду наличия резкого пика радиальной компоненты поля ($|E_r| \sim 1/|\varepsilon|$) в окрестности точки плазменного резонанса, на некотором интервале температур T_n , вообще говоря, оказывается неоднозначной. Она имеет на этом интервале три ветви, переход между которыми в рамках используемой идеализации должен осуществляться скачком. Учет конечной электронной теплопроводности приводит к некоторому размытию скачка и позволяет рассчитать его расположение на основе известного правила площадей (аналогичного правилу, управляющему поведением двухфазных систем). Заметим, однако, что в условиях эксперимента [3] этот интервал неоднозначности на самом деле не реализуется, т.к. попадает в область отрицательных (не имеющих физического смысла) значений температуры газа. При этом скачок (резкий перепад электронной температуры от значений порядка максимальных до нуля) происходит непосредственно на границе разряда. Это означает, что

и переход концентрации через точку плазменного резонанса происходит фактически внутри узкой пограничной зоны – на масштабе, определяемом электронной теплопроводностью.

Уравнения (2), (3), (5), (6) интегрировались численно с граничными условиями непрерывности для тангенциальных компонент поля на границе разряда, положение которой ($r_0 = 0.025$ см) в рамках используемой модели выбиралось эмпирически – на основании результатов эксперимента [3]. Результаты расчетов, вместе со значениями параметров, при которых они проводились, представлены на рис. 3. В отношении роли плазменного резонанса в создании плазмы с высокой степенью неравновесности эти результаты достаточно хорошо согласуются с приведенными выше качественными соображениями и результатами эксперимента [3].

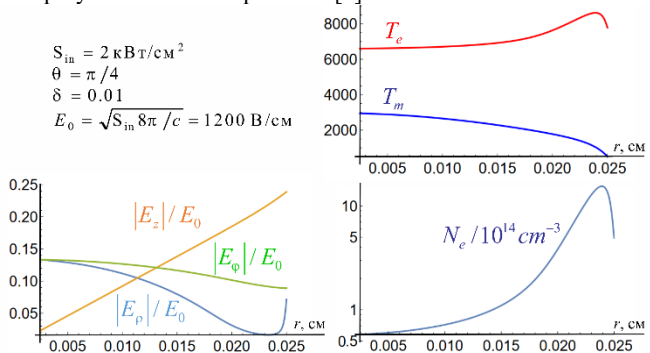


Рис. 3

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 22-72-00073).

- [1] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. – М: Наука, 1992. 536 с.
 [2] Meierovich В.Е., Pitaevskii L.P. // Sov. Phys. JETP. 1972. Vol. 34, No. 1. P. 121.
 [3] Синцов С.В., Водопьянов А.В., Степанов А.Н., Мансфельд Д.А., Чекмарев Н.В., Преображенский Е.И., Мурзанёв А.А., Ромашкин А.В. // ЖТФ. 2023. Т. 93, № 1. С. 95.

РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НА ТОНКОМ СТЕРЖНЕ В НЕГИРОТРОПНОЙ ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЕ

Е.А. Широков

ИПФ РАН

Введение

Задачи о возбуждении и рассеянии электромагнитных волн посредством тонкого идеально проводящего стержня являются классическими. Решению таких задач для случая стержня в вакууме посвящены, например, работы [1-3]. Подход, использовавшийся в работе [3], был обобщён на случай излучения в негиротропной замагниченной плазме [4]. Следует отметить, что пренебрежение гиротропными свойствами среды позволило получить сравнительно простое волновое уравнение и найти его функцию Грина, которая имеет особенность на резонансном конусе в резонансных диапазонах частот. При этом были соответствующим образом модифицированы малые параметры, позволяющие вывести и решить приближённое интегро-дифференциальное уравнение для распределения тока вдоль стержня.

В данной работе метод из работ [3, 4] применяется для решения задачи о рассеянии плоской электромагнитной волны на тонком стержне в негиротропной замагниченной плазме. Основное внимание уделяется резонансному диапазону частот.

Постановка задачи. Основные приближения

Рассматривается замагниченная плазма с тензором диэлектрической проницаемости вида

$$\epsilon = \begin{pmatrix} \epsilon & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon & 0 \\ 0 & 0 & \eta \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Компоненты ϵ и η определяются дисперсионными свойствами плазменной среды [5]. Отметим, что пренебрежение недиагональными компонентами (т. е. гиротропными свойствами плазмы) возможно, если величина внешнего магнитного поля стремится к бесконечности или $\omega_{pe} \geq \omega_{ce}$, $\omega_{ce}/\omega \gg m_i/m_e$, где ω – частота излучения, ω_{pe} и ω_{ce} – плазменная и циклотронная частоты электронов, m_i и m_e – массы ионов и электронов соответственно. Далее мы ограничимся случаем $\epsilon > 0$, $\eta < 0$.

В плазме находится идеально проводящий стержень в форме кругового цилиндра с радиусом a и длиной $2L$, ориентированный вдоль магнитного поля. На этот стержень падает плоская электромагнитная волна. Неравенства, позволяющие считать стержень тонким, в соответствии с работой [4] имеют вид

$$\mu L \gg a, \quad ak_0\sqrt{|\eta|} \ll 1, \quad |\chi| \ll 1, \quad (2)$$

где k_0 – волновое число в вакууме, $\mu \equiv \sqrt{|\epsilon/\eta|}$ и $\chi \equiv \{2 \ln[a/(\mu L)]\}^{-1}$. Кроме того, приближение тонкого провода [6, 7] подразумевает, что поперечная (по отношению к внешнему магнитному полю, т. е. азимутальная для рассматриваемой геометрии цилиндра) компонента j_φ тока, индуцированного на стержне падающей волной, прене-

брежимо мала. Такая ситуация реализуется для некоторых наборов параметров, соответствующих радиофизическим экспериментам в околоземной плазме; обоснование того, что $j_\varphi \rightarrow 0$, строится на точном решении задачи о рассеянии волны на бесконечно длинном цилиндре посредством разложения поля по собственным модам плазменной среды [8].

Интегро-дифференциальное уравнение и его решение

Приближённое интегро-дифференциальное уравнение для распределения тока вдоль стержня $I(z)$ следует из электродинамического граничного условия на поверхности проводника (которое в приближении тонкого провода записывается только для продольного направления) и совпадает с приведённым в работе [4]:

$$I''(z) + k_0^2 \varepsilon I(z) = \chi \{-i\omega \varepsilon E_z^{\text{inc}}(z) + W[I(z)] - i\pi [I''(z) + k_0^2 \varepsilon I(z)]\}, \quad (3)$$

где $E_z^{\text{inc}}(z)$ – проекция напряжённости электрического поля падающей волны на ось z , направленную вдоль внешнего магнитного поля, $W[I(z)]$ – функционал тока. Слагаемое с коэффициентом $i\pi$ в правой части обусловлено плазменным резонансом [4], который имеет место в рассматриваемом случае $\varepsilon > 0, \eta < 0$. Отметим, что в соответствующей вакуумной задаче уравнение (3) имеет аналогичный вид, но без указанного слагаемого [3]. Граничные условия имеют вид $I(\pm L) = 0$, что соответствует отсутствию токов на концах стержня.

Решение уравнения (3) находится методом последовательных приближений по малому параметру $|\chi|$:

$$I(z) = I_0(z) + \chi I_1(z) + \chi^2 I_2(z) + \dots \quad (4)$$

Далее для определённости будем считать, что длина диполя удовлетворяет условию

$$k_0 \sqrt{\varepsilon} L = \pi n / 2, \quad n = 1, 2, \dots \quad (5)$$

Тогда в нулевом порядке малости искомое распределение тока описывается уравнением

$$I_0''(z) + k_0^2 \varepsilon I_0(z) = 0 \quad (6)$$

с граничным условием $I_0(\pm L) = 0$ и имеет вид $I_0(z) = J_0 \psi_n(z)$, где

$$\psi_n(z) = \begin{cases} \cos(k_0 \sqrt{\varepsilon} z), & n \text{ нечётное;} \\ \sin(k_0 \sqrt{\varepsilon} z), & n \text{ чётное} \end{cases} \quad (7)$$

и J_0 – амплитудный множитель. Последний определяется первым порядком малости:

$$I_1''(z) + k_0^2 \varepsilon I_1(z) = -i\omega \varepsilon E_z^{\text{inc}}(z) + W[I_0(z)], \quad I_1(\pm L) = 0, \quad (8)$$

где

$$\begin{aligned} W[I_0(z)] &= J_0 W[\psi_n(z)] = \\ &= J_0 \left[\psi_n'(-L) \frac{e^{ik_0 \sqrt{\varepsilon}(L+z)}}{L+z} - \psi_n'(L) \frac{e^{ik_0 \sqrt{\varepsilon}(L-z)}}{L-z} \right]. \end{aligned} \quad (9)$$

Тогда из соотношения ортогональности имеем

$$J_0 = \frac{i\omega\varepsilon \int_{-L}^L E_z^{\text{inc}}(z) \psi_n(z) dz}{\int_{-L}^L W[\psi_n(z)] \psi_n(z) dz}. \quad (10)$$

Отметим, что интегралы в правой части (10) выражаются через специальные функции.

Заключение

Найденное распределение тока (7) для длины диполя, удовлетворяющей равенству (5), имеет тот же вид, что и в вакууме [3]. В иных ситуациях результаты могут качественно отличаться уже в нулевом приближении. Так, например, при $\varepsilon < 0, \eta > 0$ $I_0(z) \equiv 0$ при любой длине стержня, зависимость $I_1(z)$ определяется гиперболическими функциями, а для нахождения коэффициента возбуждения тока необходимо использовать второй порядок малости.

Результаты, полученные в данной работе, показывают, что классическое приближение тонкого провода, модифицированное посредством поляризационных множителей, может быть использовано для нахождения аналитических решений задач рассеяния на проводниках в анизотропных средах. Такие решения могут служить основой для верификации численных методов, в первую очередь метода моментов, который позволяет найти решение линейного интегрального уравнения теории рассеяния. Поскольку ядро этого уравнения имеет особенность на резонансном конусе в резонансных частотных диапазонах, вопрос контроля точности соответствующих численных расчётов является актуальным [9].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект 19-72-10111).

- [1] Pocklington H.C. // Proc. Camb. Philos. Soc. 1897. Vol. 9. P. 324.
- [2] Hallen E. // Nova Acta Regiae Soc. Sci. Upsaliensis. Ser. 4. 1938. Vol. 11, No. 4. P. 3.
- [3] Леонтович М.А., Левин М.Л. // Журн. техн. физ. 1944. Т. 14, № 9. С. 481.
- [4] Чугунов Ю.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1969. Т. 12, № 6. С. 830.
- [5] Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. – М.: Наука, 1967, 685 с.
- [6] Mei K. // IEEE Trans. Antennas Propag. 1965. Vol. 13, No. 3. P. 374.
- [7] Poggio A.J., Adams R.W. Approximations for terms related to the kernel in thin-wire integral equations. Report AFWL-TR-76-98. – Livermore: Lawrence Livermore Laboratory, 1977, 44 p.
- [8] Kondrat'ev I.G., Kudrin A.V., Zaboronkova T.M. Electrodynamics of density ducts in magnetized plasmas. – Amsterdam: Gordon and Breach Science Publishers, 1999, 288 p.
- [9] Широков Е.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2018. Т. 61, № 5. С. 394.

ВОЗБУЖДЕНИЕ ВОЛН СВИСТОВОГО ДИАПАЗОНА ЧАСТОТ ФАЗИРОВАННОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКОЙ В МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ

Е.В. Бажилова, Т.М. Заборонкова, А.С. Зайцева, А.В. Кудрин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В последние годы повышенный интерес вызывают антенные устройства, способные возбуждать в магнитоактивной плазме волны с геликоидальным фазовым фронтом в свистовом диапазоне частот [1-3]. Как известно, такие волны обладают ненулевой проекцией орбитального углового момента на направление распространения, что может быть использовано для развития технологий пространственной модуляции сигналов. В подавляющем большинстве экспериментов по возбуждению соответствующих волн в плазме рассматриваются фазированные антенные системы [1, 2]. В настоящей работе обсуждается возможность излучения волн свистового диапазона с геликоидальным фазовым фронтом круговой антенной решеткой, расположенной в однородной холодной магнитоактивной плазме.

Рассмотрим фазированную антенную решетку, элементами которой являются осесимметричные излучатели малых электрических размеров с заданными магнитными моментами, размещенные на окружности с радиусом a . Излучатели расположены в магнитоактивной плазме так, что их оси симметрии ориентированы вдоль внешнего постоянного магнитного поля \mathbf{B}_0 , параллельного оси z цилиндрической системы координат (ρ, ϕ, z) . Магнитный момент отдельного элемента решетки с номером k изменяется по гармоническому закону (пропорционально $\exp(i\omega t)$, где ω – круговая частота поля) и имеет комплексную амплитуду $p_k^m = |p_k^m| \exp(i\psi_k)$, где ψ_k – фаза k -го дипольного момента. Очевидно, что данной конфигурации источников отвечает эквивалентный магнитный ток с плотностью

$$\mathbf{j}^m(\mathbf{r}) = \mathbf{z}_0 j_z^m(\mathbf{r}) = \mathbf{z}_0 i\omega\mu_0 \sum_{k=1}^K p_k^m a^{-1} \delta(\rho - a) \delta(\phi - \phi_k) \delta(z), \quad (1)$$

где \mathbf{r} – радиус-вектор, \mathbf{z}_0 – единичный вектор, ориентированный вдоль оси z , μ_0 – магнитная постоянная, ϕ_k – угловая координата магнитного диполя с номером k , K – полное число излучателей (при этом $0 \leq \phi_1 < \dots < \phi_K < 2\pi$), $\delta(\rho)$ – дельта-функция Дирака. Геометрия задачи в частном случае эквидистантной решетки, состоящей из 6 элементов, показана на рис. 1.

Плазменная среда описывается тензором диэлектрической проницаемости ϵ с отличными от нуля компонентами $\epsilon_{\rho\rho} = \epsilon_{\phi\phi} = \epsilon_0\epsilon$, $\epsilon_{\rho\phi} = -\epsilon_{\phi\rho} = -i\epsilon_0 g$, $\epsilon_{zz} = \epsilon_0\eta$, выражения для которых представлены, например, в [3] (ϵ_0 – электрическая постоянная).

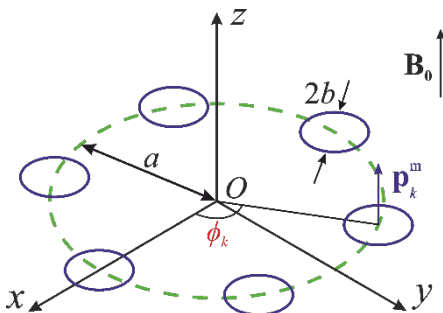


Рис. 1

Продольная компонента магнитного поля, возбуждаемого антенной решеткой, имеет вид [3]

$$H_z(\mathbf{r}) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{\alpha} \int_0^{\infty} a_{m,s,\alpha}(q) H_{z;m,s,\alpha}(\mathbf{r}, q) dq. \quad (2)$$

Здесь

$$H_{z;m,s,\alpha}(\mathbf{r}, q) = -i^m Z_0^{-1} q J_m(k_0 q \rho) \exp[-im\phi - ik_0 p_{s,\alpha}(q) z], \quad (3)$$

q – поперечное волновое число, нормированное на волновое число k_0 в свободном пространстве, s – индекс, обозначающий направление распространения волн ($s=+$ и $s=-$ отвечают волнам, переносящим энергию в положительном и отрицательном направлении оси z соответственно), α – индекс, отмечающий обыкновенную ($\alpha=0$) и необыкновенную ($\alpha=\epsilon$) нормальные волны магнитоактивной плазмы, J_m – функция Бесселя порядка m , Z_0 – импеданс свободного пространства, функция $p_{s,\alpha}(q)$ описывает зависимость нормированного (на k_0) продольного волнового числа p от поперечного волнового числа q для обыкновенной или необыкновенной волны магнитоактивной плазмы и дается выражением

$$p_{\alpha}(q) = \left\{ \epsilon - \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\epsilon}{\eta} \right) q^2 + \chi_{\alpha} \left[\frac{1}{4} \left(1 - \frac{\epsilon}{\eta} \right)^2 q^4 - \frac{g^2}{\eta} q^2 + g^2 \right]^{1/2} \right\}^{1/2}. \quad (4)$$

Предполагается, что $p_{+, \alpha}(q) \equiv p_{\alpha}(q) = -p_{-, \alpha}(q)$, $\text{Im } p_{\alpha}(q) < 0$, $\chi_0 = -\chi_{\epsilon} = -\text{sgn}(1 - \epsilon/\eta)$.

Коэффициенты возбуждения $a_{m,s,\alpha}(q)$ в (2) определяются следующим интегралом по объему V , занятому источниками:

$$a_{m,\pm,\alpha}(q) = -\frac{1}{N_{m,\alpha}(q)} \int_V j_z^m(\mathbf{r}) H_{z; -m, \mp, \alpha}^{(T)}(\mathbf{r}, q) d\mathbf{r}. \quad (5)$$

Здесь символ (T) отмечает поле, взятое в «транспонированной» среде, описываемой тензором диэлектрической проницаемости $\boldsymbol{\epsilon}^T$, нормировочная величина $N_{m,\alpha}(q)$ имеет вид [3]

$$N_{m,\alpha}(q) = 4\pi(-1)^{m+1} [1 + \eta^{-1} n_{s,\alpha}^2(q)] / [Z_0 k_0^2 p'_{\alpha}(q)], \quad (6)$$

где штрих обозначает производную по аргументу, а величина $n_{s,\alpha}(q)$ определяется выражением

$$n_{s,\alpha}(q) = -\epsilon \left[q^2 + p_{\alpha}^2(q) + \frac{g^2}{\epsilon} - \epsilon \right] [g p_{s,\alpha}(q)]^{-1}. \quad (7)$$

Выполнив интегрирование в (5), получим коэффициенты возбуждения в следующем виде:

$$a_{m,\pm,\alpha}(q) = i^{m+1} k_0 q \frac{J_m(k_0 a q)}{N_{m,\alpha}(q)} \sum_{k=1}^K |p_k^m| \exp[i(m\phi_k + \psi_k)]. \quad (8)$$

Далее будем рассматривать эквидистантную решетку, угловое расстояние между соседними элементами которой $\Delta\phi = \phi_{k+1} - \phi_k$ не зависит от номера k . Кроме того,

будем полагать, что излучатели решетки имеют одинаковые абсолютные значения магнитных дипольных моментов ($|p_k^m| = |p_0|$), но различные фазы, причем разность фаз дипольных моментов соседних элементов решетки одинакова для всех k и равна $\Delta\psi = \psi_{k+1} - \psi_k$. В этом случае выражение (8) преобразуется к виду

$$a_{m,\pm,\alpha}(q) = i^{m+1}|p_0|k_0q \frac{J_m(k_0aq)}{N_{m,\alpha}(q)} \Phi_m \exp\left\{i\left[m\phi_1 + \psi_1 + \frac{K-1}{2}(m\Delta\phi + \Delta\psi)\right]\right\}, \quad (9)$$

где

$$\Phi_m = \frac{\sin [K(m\Delta\phi + \Delta\psi)/2]}{\sin [(m\Delta\phi + \Delta\psi)/2]} \quad (10)$$

– стандартный решеточный множитель. В случае равномерного расположения излучателей по периметру решетки, когда $\Delta\phi = 2\pi/K$, величина Φ_m^2 принимает максимальное значение, равное K^2 , при $\Delta\psi = \Delta\psi_{\bar{m}} = -2\pi\bar{m}/K$.

Для исследования возможности селективного возбуждения заданных азимутальных гармоник поля удобно проанализировать полную мощность излучения. С использованием найденных выше коэффициентов возбуждения, можно получить следующее выражение для полной мощности излучения антенны в бесстолкновительной магнитоактивной плазме в нерезонансной области свистового диапазона частот [3], рассматриваемой далее:

$$P_\Sigma = \sum_{m=-\infty}^{\infty} P_m = Z_0 \frac{k_0^4 |p_0|^2}{8\pi} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \Phi_m^2 F_m(a), \quad (11)$$

где

$$F_m(a) = - \int_0^{q_{\max}} q^2 J_m^2(k_0aq) [1 + \eta^{-1} n_{s,e}^2(q)]^{-1} p_e'(q) dq. \quad (12)$$

Здесь $q_{\max} = [(\varepsilon^2 - g^2)/g]^{1/2}$ и, кроме того, учтено, что в указанной частотной области распространяющейся является только необыкновенная (свистовая) волна. Величины P_m в (11) имеют смысл парциальных мощностей излучения, идущих в соответствующие азимутальные гармоники возбуждаемого поля.

Учитывая, что элементы решетки малых электрических размеров могут быть реализованы в виде круговых рамок радиуса b ($k_0bq_{\max} \ll 1$) с током I_0 , так что $|p_0| = |I_0| \pi b^2$, получаем мощность излучения

$$P_\Sigma = \sum_{m=-\infty}^{\infty} P_m = |I_0|^2 Z_0 \frac{\pi}{8} (k_0b)^4 \sum_{m=-\infty}^{\infty} \Phi_m^2 F_m(a). \quad (13)$$

Из формулы (13) видно, что надлежащий выбор фазовых соотношений между токами элементов решетки и их числа позволяет обеспечить селективное возбуждение волн с заданным значением азимутального индекса.

Численные расчеты были выполнены для следующих значений параметров, отвечающих условиям ионосферы Земли: плотность плазмы $N = 10^6 \text{ см}^{-3}$, внешнее магнитное поле $B_0 = 0,5 \text{ Гс}$. Угловая частота поля составляла $\omega = 4,4 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$,

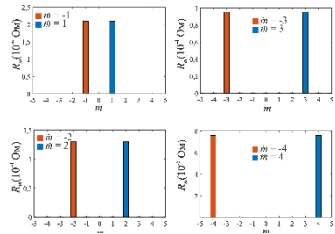


Рис. 2

предполагалось, что $b = 1$ м. Заметим, что при выбранных значениях параметров выполняются условия $\Omega_H \ll \omega < \omega_{LH}$, где ω_{LH} – нижняя гибридная частота, Ω_H – гирочастота ионов.

Результаты расчета величин $R_m = 2P_m/|I_0|^2$, имеющих смысл парциальных сопротивлений излучения, показаны на рис. 2 для решетки, содержащей $K = 12$ элементов, размещенных равномерно по ее периметру. Синие столбики относятся к положительному индексу возбуждаемой гармоники, красные – к отрицательному. Радиусы рамочной антенны $a = a_{|m|}$ для каждой пары возбуждаемых гармоник выбирались из условия максимума множителя $F_m(a)$ при заданном значении индекса m : $a_1 = 7,1$ м, $a_2 = 11,3$ м, $a_3 = 15,2$ м, $a_4 = 19$ м. На данном рисунке видно достаточно эффективное селективное возбуждение волн с выбранным значением $m = \tilde{m}$. Кроме того, имеется возможность селективного возбуждения азимутальных гармоник поля в случае фиксированного радиуса решетки, что демонстрируется на рис. 3, построенном при $K = 12$ и $a = 10$ м. Для каждого парциального сопротивления излучения здесь использован индивидуальный цвет, отвечающий конкретному значению индекса m отдельной возбуждаемой азимутальной гармоники поля.

Таким образом, в данной работе показано, что круговая фазированная антенная решетка может обеспечивать селективное возбуждение значительного числа азимутальных гармоник поля в магнитоактивной плазме в свистовом диапазоне частот.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 20-12-00114, <https://rscf.ru/project/20-12-00114/>).

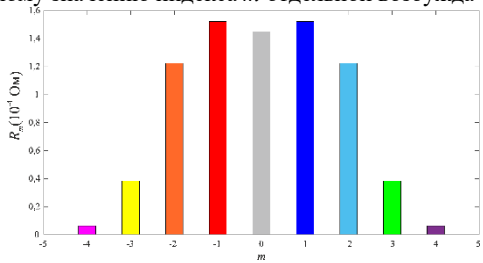


Рис. 3

- [1] Stenzel R.L., Urrutia J.M. // Phys. Rev. Lett. 2015. Vol. 114, No. 20. P. 205005.
 [2] Urrutia J.M., Stenzel R.L. // Phys. Plasmas. 2015. Vol. 22, No. 9. P. 092111.
 [3] Kudrin A.V., Zaboronkova T.M., Zaitseva A.S., Bazhilova E.V. // Phys. Plasmas. 2020. Vol. 27, No. 9. P. 092101.

ДИСПЕРСИОННЫЙ АНАЛИЗ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ВЕЙБЕЛЕВСКОГО ТИПА В МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ: АНАЛИТИЧЕСКИЕ ОЦЕНКИ, ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ, ПРИЛОЖЕНИЯ К ПРОБЛЕМЕ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

Н.А. Емельянов, В.В. Зайцев, В.В. Кочаровский

ИИФ РАН

Уже много десятилетий идут споры о механизме возникновения энергичных (до 10^{33} эрг) всплесков излучения (в диапазоне от радиоволн до жесткого рентгеновского и иногда гамма-излучения) в солнечной атмосфере, часто сопровождающихся выбросами вещества и называемых солнечными вспышками. Эти явления происходят в короне и хромосфере, как правило, в тех областях, где имеются интенсивные магнитные поля. Поэтому энергия вспышек черпается из энергии магнитного поля, которая высвобождается в результате быстрой перестройки его глобальной структуры. Существует множество моделей, которые пытаются объяснить причины данного явления, но обладают рядом недостатков [1]. Одна из наиболее перспективных идей, связанная с представлением о так называемых «нановспышках», была высказана в работах [2, 3]. Однако в них не указывался общий триггер, позволяющий синхронизовать большое количество «нановспышек». По мнению авторов, в качестве триггера может выступать вейбелевская неустойчивость, вызванная анизотропным распределением электронов по скоростям. Возникающая в корональной части магнитной петли, тем или иным путем, анизотропия функции распределения приводит к неустойчивости плазмы по отношению к филаментации токов и нарастанию неоднородного турбулентного магнитного поля. В результате возникает аномальное сопротивление и инициируется множественное пересоединение магнитных силовых линий, что и приводит к высвобождению запасенной в магнитном поле энергии.

Для определения условий протекания указанного процесса необходимо оценить инкремент неустойчивости Γ , магнитное поле насыщения B_s , т.е. максимальное возникающее турбулентное поле, значение внешнего магнитного поля B_m , стабилизирующего неустойчивость, а также порог неустойчивости по анизотропии распределения электронов A_T . Ниже рассмотрена линейная стадия вейбелевской неустойчивости и аналитически оценены искомые параметры; справедливость оценок проверена с помощью численного моделирования методом частиц в ячейках.

Аналитические оценки

Линейная теория многочисленных видов неустойчивостей в плазме, в том числе неустойчивостей с анизотропным распределением частиц по скоростям, изложена в монографии [4]. Однако для определения интересующих нас параметров указанной теории недостаточно, необходимо подробное изучение вейбелевской неустойчивости.

Рассмотрим однородную бесстолкновительную плазму с бимаксвелловским начальным распределением электронов с $u_z > u_x = u_y = u_{\perp}$ (где $u_{x,y,z}$ – средняя тепловая скорость вдоль соответствующей оси) во внешнем однородном магнитном поле B_e , так что ось анизотропии функции распределения OZ направлена вдоль этого поля.

Решая линеаризованную систему уравнений Власова-Максвелла, аналогично [4], приходим к дисперсионному соотношению для обыкновенной моды

$$\omega^2 - \omega_p^2 \left(1 - \frac{u_z^2}{u_{\perp}^2} + \frac{u_z^2}{u_{\perp}^2} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{\omega^2}{\omega^2 - n^2 \omega_H^2} e^{-k_{\perp}^2 r_H^2} I_n(k_{\perp}^2 r_H^2) \right) = k_{\perp}^2 c^2, \quad (1)$$

где $\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n_0 e^2}{m}}$ – электронная плазменная частота, n_0 – концентрация плазмы, e и m – величина заряда и масса электрона, c – скорость света в вакууме, $r_H = \frac{u_{\perp}}{\omega_H}$ – средний (тепловой) гирорадиус электрона во внешнем магнитном поле, $\omega_H = \frac{eB_e}{mc}$ – электронная гирочастота в поле B_e , k_{\perp} – поперечная к оси анизотропии компонента волнового вектора \mathbf{k} , I_n – модифицированная функция Бесселя первого рода.

Как показано в [4], условием данной неустойчивости является неравенство

$$\omega_p^2 + k_{\perp}^2 c^2 < \omega_p^2 \frac{u_z^2}{u_{\perp}^2} \left(1 - e^{-k_{\perp}^2 r_H^2} I_0(k_{\perp}^2 r_H^2) \right). \quad (2)$$

Указанный критерий определяет связь различных параметров, при которых возможна неустойчивость. Рассмотрим три наиболее важных из них: волновое число k_{\perp} , значение внешнего магнитного поля B_e и параметр анизотропии $A = u_z^2/u_{\perp}^2 - 1$, при фиксированных значениях всех остальных. При заданном значении волнового вектора k_{\perp} и внешнем магнитном поле соотношение (2) накладывает условие на минимальную величину анизотропии, необходимую для возникновения неустойчивости, т.е. указывает порог. Исследованию условий неустойчивости в данной постановке посвящены работы [5, 6]. Нахождение общего порогового значения анизотропии A_T требует решения трансцендентного уравнения (2), которое можно получить только численно. Тем не менее, можно сделать аналитическую оценку, если рассматривать соотношение (2) как функцию параметра анизотропии от волнового числа при фиксированных прочих величинах. Тогда поиск пороговой анизотропии сводится к поиску минимума функции $A_T = \min_k A(k)$, где функция $A(k)$ дается выражением

$$A(k) = \frac{k_{\perp}^2 c^2 + \omega_p^2 e^{-k_{\perp}^2 r_H^2} I_0(k_{\perp}^2 r_H^2)}{\omega_p^2 \left(1 - e^{-k_{\perp}^2 r_H^2} I_0(k_{\perp}^2 r_H^2) \right)}. \quad (3)$$

Получаемая из соотношения (3) аналитическая оценка для порогового значения параметра анизотропии имеет вид: $A_T \approx \frac{\delta^2}{r_H^2} + \sqrt{3} \frac{\delta}{r_H}$.

Рассмотрим критерий (2) с другой стороны. Пусть задана величина анизотропии A . Тогда из соотношения (2) следует, что при внешнем магнитном поле $B_e \approx \sqrt{2\pi} \frac{mc}{e} k_{\perp} u_{\perp} \left(1 - \frac{u_z^2}{u_{\perp}^2} \left(1 + \frac{k_{\perp}^2 c^2}{\omega_p^2} \right) \right)$ неустойчивость для данной моды пропадает. Это значит, что при волновом числе $k_{\perp} = k_{opt}$, отвечающем наибольшему инкременту Γ_{max} ,

данная формула дает выражение для поля, полностью стабилизирующего неустойчивость. При $\tilde{B}_e = B_m$, как будет показано ниже, $k_{opt} = \frac{\omega_p}{c} \left(\frac{A}{3}\right)^{\frac{1}{2}}$; тогда для подавляющего поля справедливо соотношение [6]

$$\frac{B_m^2}{8\pi} = \frac{8\pi}{27} \frac{A^3}{(A+1)^2} E_{\perp}, \quad (4)$$

где $E_{\perp} = n_0 \frac{mu_{\perp}^2}{2}$ – плотность средней кинетической энергии электронов на одну степень свободы их поперечного движения.

Рассматривая уравнение (1) для чисто аperiodической моды ($\omega = i\Gamma$), получим трансцендентное уравнение для инкремента Γ . В случае $\Gamma \approx k_{\perp} u_{\perp}$, который можно назвать кинетическим режимом, оно преобразуется к виду

$$\Gamma^2 + k_{\perp}^2 c^2 + \omega_p^2 \left(1 - \frac{u_z^2}{u_{\perp}^2} + \frac{u_z^2}{u_{\perp}^2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\Gamma}{k_{\perp} u_{\perp}} \operatorname{cth} \left(\frac{\pi\Gamma}{\omega_H}\right)\right) = 0. \quad (5)$$

Подобный кинетический режим реализуется в двух случаях: когда анизотропия мала, $A \approx 1$, или при произвольном параметре анизотропии A , но во внешних магнитных полях, близких к B_m . В действительности именно эти случаи представляют интерес, и потому ограничимся рассмотрением только кинетического приближения.

Из соотношения (5) видно, что влияние внешнего магнитного поля описывается функцией $\operatorname{cth} \left(\frac{\pi\Gamma}{\omega_H}\right)$. При нулевом внешнем поле $\operatorname{cth} \left(\frac{\pi\Gamma}{\omega_H}\right) = 1$, и тогда уравнение (5) перейдет в квадратное, решение которого найдено в [4] и дается выражением

$$\Gamma \approx \sqrt{\frac{2}{\pi}} k_{\perp} u_{\perp} \left(1 - \frac{u_z^2}{u_{\perp}^2} \left(1 + \frac{k_{\perp}^2 c^2}{\omega_p^2}\right)\right). \quad (6)$$

Анализируя уравнение (5), можно показать, что оптимальный волновой вектор равен $k_{opt} = \frac{\omega_p}{c} \left(\frac{A}{3}\right)^{\frac{1}{2}}$, т.е. определяется только анизотропией и концентрацией плазмы. Кроме того, диапазон неустойчивости, т.е. интервал волновых чисел, лежащий между значениями k_{min} и k_{max} , зависит от внешнего поля и монотонно уменьшается при его увеличении, так что при поле, равном подавляющему, имеем $k_{min} = k_{max} = k_{opt}$.

Заметим также, что функция $\operatorname{cth} \left(\frac{\pi\Gamma}{\omega_H}\right)$ является резкой и при значении аргумента больше 1 сама слабо отличается от 1, а при меньших аргументах быстро возрастает, что приводит к резкому уменьшению инкремента, т.е. подавлению неустойчивости. Иными словами, влияние внешнего магнитного поля на инкремент оказывается существенным только при значениях, близких к подавляющим, тогда как при полях, всего в два раза меньших данного значения, его влиянием можно пренебречь.

Вспользуемся данным результатом для оценки насыщающего поля B_s . В случае $A \sim 1$ справедлива оценка $\omega_{Bs} \approx \Gamma_{max}$, где ω_{Bs} – гирочастота электронов в искомом среднеквадратичном поле. Тогда, воспользовавшись указанными выше выражениями

для инкремента неустойчивости Γ без учета внешнего магнитного поля и для величины k_{opt} , приведем к следующей формуле (где введено обозначение $B_0 = \frac{mc}{e} \omega_p$):

$$B_s \approx \frac{1}{\pi} B_0 \frac{u_{\perp}}{c} \frac{A^3}{A+1}. \quad (7)$$

Численные расчеты

Для проверки аналитических результатов было проведено численное моделирование нелинейной стадии неустойчивости с помощью метода частиц в ячейках. Рассматривалась двумерная область с осью анизотропии, перпендикулярной плоскости счета, при заданных $n_0 = 4 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$, $u_{\perp} = 0,063c$ и ряде значений внешнего магнитного поля. Результаты моделирования приведены на рис. 1 и 2. На рис. 1 показана временная динамика среднего магнитного поля при различных значениях внешнего магнитного поля. На рис. 2 приведена временная динамика параметра анизотропии при различных значениях внешнего магнитного поля.

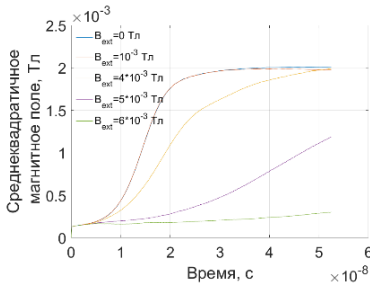


Рис. 1

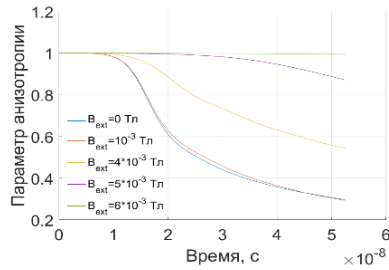


Рис. 2

Таким образом, проведенное численное моделирование показало хорошее согласие аналитических оценок с результатами расчета. Следует также отметить, что формула (7) для насыщающего поля, которое имеет тот же порядок величины, что и внешнее, не только дает достаточно точное значение, но и оказывается применима при внешних полях, всего лишь на несколько процентов меньших подавляющего.

Работа поддержана грантом Российского научного фонда № 22-12-00308.

- [1] Степанов А.В., Зайцев В. В. Магнитосферы активных областей Солнца и звезд. – М.: Физматлит, 2019. Гл. 7.
- [2] Parker E. // *Astrophys. J.* 1988. Vol. 330. P. 474-479.
- [3] Vlahos L. Particle acceleration in solar flares // *Solar Phys.* 1989. Vol. 121. P. 431-447.
- [4] Михайловский А.Б. Теория плазменных неустойчивостей. – М.: Атомиздат, 1975. Т. 1.
- [5] Ibscher D., Lazar M., Schlickeiser R. // *Phys. Plasmas.* 2012. Vol. 19. P. 072116.
- [6] Емельянов Н.А., Кочаровский Вл.В. // *Изв. вузов. Радиофизика*, 2023 (в печати).

КВАЗИЛИНЕЙНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЕЙБЕЛЕВСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В АНИЗОТРОПНОЙ БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ

А.А. Кузнецов, М.А. Гарасев, А.А. Нечаев, Вл.В. Кочаровский

ИПФ РАН

Введение

Для широкого круга задач физики бесстолкновительной космической, лазерной и газоразрядной плазмы характерны анизотропные распределения частиц по скоростям. Такие распределения являются неравновесными, поэтому они подвержены развитию кинетических неустойчивостей, формирующих хаотические электромагнитные поля, токи заряженных частиц и согласованную с ними плазменную турбулентность.

Одним из наибольших инкрементов среди неустойчивостей анизотропной плазмы обладает апериодическая неустойчивость вейбелевского типа. Её развитие не сопровождается сильными нелинейными эффектами, так как ограничивается формированием квазимагнитостатических филаментов тока. В настоящей работе анализируется нелинейная стадия развития вейбелевской неустойчивости в аксиально симметричной двумерной постановке задачи на основе разработанного авторами численного кода, использующего квазилинейный подход к расчету динамики вейбелевских мод [1].

В линейном приближении, в особенности для бимаксвелловского распределения частиц, вейбелевская неустойчивость подробно исследована [2-3]. Существующие аналитические квазилинейные описания вейбелевской турбулентности [4-5] ограничены одномерным приближением и применимы лишь в малой части параметров плазмы.

В работе излагается численный квазилинейный подход, в котором функция распределения (ФР) частиц и электрическое и магнитное поля представлены в виде сумм пространственных мод, удовлетворяющих самосогласованным квазилинейным уравнениям, в которых все нелинейные явления обусловлены совместным действием мод на форму средней по пространству ФР частиц по скоростям. Последняя определяет динамику мод, в остальном эволюционирующих независимо. В результате, в отличие от метода частиц в ячейках, кардинально снижается уровень шумов и удается получать спектры вейбелевской турбулентности в гораздо более высоком качестве и в недоступных ранее областях параметров. Это достигается ценой потери некоторых слабых нелинейных эффектов при использовании сравнимых или даже больших вычислительных ресурсов.

Развитие двумерной аксиально симметричной вейбелевской турбулентности. Основные уравнения и их численное решение

Для описания эволюции электрического $\mathbf{E} = (0, E_y, 0)$ и магнитного $\mathbf{B} = (B_x, 0, B_z)$ полей, а также ФР электронов $f(v_x, v_y, v_z, x, z, t)$ бесстолкновительной плазмы, в которой на рассматриваемых временах эволюции турбулентности допустимо пренебречь движением тяжелых ионов, могут быть использованы самосогласованные уравнения Власова – Максвелла. С целью анализа развивающейся ТЕМ-вейбелевской неустойчивости (волновой вектор, магнитное и электрическое поля взаимно ортогональны друг к другу, а последнее параллельно оси анизотропии плазмы) используем

приближенный метод разложения решения этих уравнений по пространственным модам. Такой метод применим в виду слабой нелинейности (квазилинейности) кинетического уравнения Власова в рассматриваемых условиях. При этом наличие большого числа однотипных мод, обладающих случайными фазами и достаточно плотно заполняющих значимую область волновых векторов, обеспечивает гладкую форму и плавность изменения ФР, исключая сколько-нибудь значительные эффекты когерентной интерференции и допуская неадекватный вид ФР, например, отрицательные ее значения, только для малой, несущественной фракции электронов.

Тогда для плотно покрывающего область неустойчивости набора sp неколлинеарных производящих мод $\{(k_1; k_1), (k_1; k_2), \dots, (k_2; k_1), \dots, (k_s; k_p)\}$ (их компоненты состоят из s радиальных проекций $\mathbf{k}\mathbf{r}_0$ и p аксиальных проекций $\mathbf{k}\boldsymbol{\varphi}_0$), пронумерованных целочисленным векторным индексом $\mathbf{n} = (n_r, n_\varphi)$, может быть записана система из $5s(p+1)$ уравнений с использованием введенного ниже оператора (6):

$$\frac{\partial \psi_0}{\partial \tau} + \sum_{n_r=1, n_\varphi=1}^{s,p} \operatorname{Re}[\hat{\theta}(e_{\mathbf{K}_n}, \mathbf{b}_{\mathbf{K}_n}, \psi_{\mathbf{K}_n}^*)] = 0, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \psi_{\mathbf{K}_n}}{\partial \tau} + i(\mathbf{K}_n)_x \beta_x \psi_{\mathbf{K}_n} + i(\mathbf{K}_n)_z \beta_z \psi_{\mathbf{K}_n} + 2\hat{\theta}(e_{\mathbf{K}_n}, \mathbf{b}_{\mathbf{K}_n}, \psi_0) + \\ + \hat{\theta}(e_{\mathbf{K}_n}^*, \mathbf{b}_{\mathbf{K}_n}^*, \psi_{\mathbf{K}_n}) = 0, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \psi_{2\mathbf{K}_n}}{\partial \tau} + 2i(\mathbf{K}_n)_x \beta_x \psi_{\mathbf{K}_n} + 2i(\mathbf{K}_n)_z \beta_z \psi_{\mathbf{K}_n} + \hat{\theta}(e_{\mathbf{K}_n}, \mathbf{b}_{\mathbf{K}_n}, \psi_{\mathbf{K}_n}) = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial (\mathbf{b}_{\mathbf{K}_n})_z}{\partial \tau} = -i(\mathbf{K}_n)_x e_{\mathbf{K}_n}, \quad \frac{\partial (\mathbf{b}_{\mathbf{K}_n})_x}{\partial \tau} = i(\mathbf{K}_n)_z e_{\mathbf{K}_n}, \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial (e_{\mathbf{K}_n})_z}{\partial \tau} = i(\mathbf{b}_{\mathbf{K}_n})_x (\mathbf{K}_n)_z - i(\mathbf{b}_{\mathbf{K}_n})_z (\mathbf{K}_n)_x + \\ + \beta_{||}^{-1} \iint_{-\infty}^{+\infty} \beta_y \psi_{\mathbf{K}_n}(\tau, \beta_x, \beta_y, \beta_z) d\beta_x d\beta_y d\beta_z, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \hat{\theta}(e_{\mathbf{K}_n}, \mathbf{b}_{\mathbf{K}_n}, \psi(\beta)) = \frac{e_{\mathbf{K}_n}}{2} \frac{\partial \psi(\beta)}{\partial \beta_y} - \frac{(\mathbf{b}_{\mathbf{K}_n})_z}{2} \left(\beta_x \frac{\partial \psi(\beta)}{\partial \beta_y} - \beta_y \frac{\partial \psi(\beta)}{\partial \beta_x} \right) \\ - \\ - \frac{(\mathbf{b}_{\mathbf{K}_n})_x}{2} \left(\beta_z \frac{\partial \psi(\beta)}{\partial \beta_x} - \beta_y \frac{\partial \psi(\beta)}{\partial \beta_z} \right), \end{aligned} \quad (6)$$

$$\tau = \omega_p t, \mathbf{K}_n = \frac{\mathbf{k}_n c}{\omega_p}, \omega_p^2 = \frac{4\pi N e^2}{m_e}, \mathbf{b}_{K_n} = \frac{\mathbf{B}_{K_n}}{\sqrt{8\pi N T_{\parallel}}}, e_{K_n} = \frac{E_{K_n}}{\sqrt{8\pi N T_{\parallel}}}, \quad (7)$$

$$T_{\parallel} = \frac{m_e c^2 \beta_{\parallel}^2}{2}, \psi_{K_n} = \frac{c^3 f_{K_n}}{N}, \beta_{x,y,z} = \frac{v_{x,y,z}}{c}.$$

В качестве начальной использовалась, для определенности, бимаксвелловская ФР частиц по скоростям:

$$\psi_0 = \frac{1}{\pi \beta_x^2 \beta_y^2} \exp\left(-\frac{\beta_x^2 + \beta_y^2}{\beta_x^2} - \frac{\beta_y^2}{\beta_y^2}\right). \quad (8)$$

Решение представленной системы интегро-дифференциальных уравнений (1)-(6) было получено при помощи стандартного метода Стёрмера-Верле (Leapfrog) [6]. На рис. 1а и 1б представлены линии уровня 0,05 (черный цвет), 0,1 (красный цвет), 0,5 (зелёный цвет) и 0,8 (синий цвет),

отсчитанного от максимального значения ФР, на примере величины начальной анизотропии $A_0 = 10$ в квазилинейном подходе (сплошная линия) и расчете методом частиц в ячейках (пунктир) спустя время $\tau = 60$ и $\tau = 240$ соответственно (т.е. непосредственно после и четырёхкратно позднее начала насыщения роста энергии турбулентного поля).

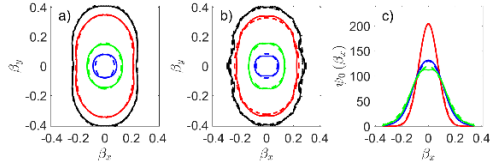


Рис. 1

Нетрудно заметить, что ФР в обоих подходах практически совпадают и являются существенно не бимаксвелловскими, обладая формой линий контура, похожей на «скругленный прямоугольник». Это проявляется в том, что профиль ФР вдоль направления меньшей температуры β_x (рис. 1с) меняется с максвелловского на $\exp(-\beta_x^4/\beta_x^4)$ [4].

На рис. 2 представлена эволюция спектра вейбелевской турбулентности в квазилинейном подходе (сплошная линия) и расчете методом частиц в ячейках (пунктир): (а) линии уровня логарифма амплитуд мод магнитного поля $|b_K|$; (б) спектр $|b_K|$ магнитного поля в моменты времени $\tau = 60$ (красный цвет), 100 (синий), 180 (зеленый), 360 (розовый) на примере начальной анизотропии ФР, равной $A_0 = 10$. Оба подхода показали качественно схожую динамику турбулентности. На стадии экспоненциального роста мод мы наблюдаем обужение спектра около оптимального волнового числа $K \approx 1,2$, соответствующего максимальному инкременту. Непосредственно после насыщения неустойчивости в силу квазилинейного взаимодействия происходит смещение волнового числа с максимальной амплитудой в длинноволновую область по степенному закону $\sim t^{-\alpha}$. Степень смещения α варьируется примерно от 0,2 до 0,5 в диапазоне значений начальной анизотропии A_0 от 0,25 до 10.

В расчетах методом частиц в ячейках наблюдается кратковременное уширение спектра в момент насыщения неустойчивости за счет нелинейного возбуждения мод в диапазоне волновых чисел от 2,5 до 4 посредством четырехволнового взаимодействия, не учитываемого в квазилинейной теории. Это отличие поддерживается на протяжении

всей дальнейшей эволюции спектра и приводит к отличной от квазилинейной формы коротковолнового крыла спектра (рис. 2b).

Заключение

В настоящей работе обсуждается квазилинейный, использующий приближение слабой нелинейности, численный подход к описанию эволюции вейбелевской ТЕМ-турбулентности. Описанный подход применим для различных начальных распределений частиц по скоростям, а также позволяет учитывать наличие внешнего однородного магнитного поля. В одномерном приближении было проверено совпадение полученных численных решений квазилинейных уравнений с результатами существующего аналитического квазилинейного подхода в пределах его применимости [4]. Подробнее в работе были проанализированы результаты двумерного аксиально симметричного моделирования в рамках квазилинейного подхода, для которого проводилось сравнение с расчетами методом частиц в ячейках с помощью кода ЕРОСН. В частности, показано, что в двумерном случае автомодельный характер эволюции спектра выражен более явно, а формирование его степенных крыльев и смещение его максимума в длинноволновую сторону происходят быстрее, возможно, благодаря не только квазилинейному, но и четырехволновому взаимодействию мод.

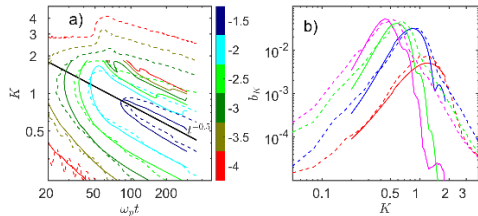


Рис. 2

Таким образом, удалось продемонстрировать качественное совпадение обеих картин эволюции спектра и выявить отличия, определяемые неучтенными в квазилинейной теории нелинейными эффектами. Также была определена эволюция формы спектра турбулентности и деформации однородной компоненты функции распределения частиц по скоростям на нелинейной стадии.

Работа поддержана грантом фонда «Базис» № 20-1-1-37-2. Для численных расчетов использованы суперкомпьютерные ресурсы ЦКП ИПИМ им. М.В. Келдыша РАН.

- [1] Кузнецов А.А., Кочаровский В.В., Кочаровский Вл.В., Нечаев А.А., Гарасев М.А. // Физика плазмы. 2022. Т. 48, № 9. С. 973.
- [2] Weibel E. // Phys. Rev. Lett. 1959. Vol. 2, No. 3. P. 83.
- [3] Fried. B. // Phys. Fluids. 1959. Vol. 2, No. 3. P. 337.
- [4] Pokhotelov O.A., Amariutei O.A. // Ann. Geophys. 2011. Vol. 29, No. 11. P. 1997.
- [5] Ruyer C., Gremillet L., Debayle A., Bonnaud G. // Phys. Plasmas. 2015. Vol. 22, No. 3. P. 32.
- [6] Birdsall C.K., Langdon A.B. Plasma physics via computer simulation. – Boca Raton: CRC Press, 2018, 504 p.

УПРАВЛЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ ГЕНЕРИРУЕМЫХ АТТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ГАЗОВ С ИНФРАКРАСНЫМИ И ВУФ-ИМПУЛЬСАМИ

Н.В. Введенский^{1, 2)}, А.А. Романов^{1, 2)}, Т.С. Саранцева^{2, 3)},
А.А. Силаев^{1, 2)}, М.В. Фролов^{2, 3)}

¹⁾ ИИФ РАН

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

³⁾ ФГБОУ ВО «ВГУ»

Один из наиболее эффективных способов генерации когерентного излучения в вакуумном ультрафиолетовом (ВУФ) диапазоне основан на генерации гармоник высокого порядка (ГТВП) лазерного излучения в газах. Механизм этого явления можно интерпретировать в рамках хорошо известного сценария [1, 2], который разделяет ГТВП на три этапа: (а) индуцированное лазерным полем туннелирование атомного электрона, (б) движение освобожденного электрона в континууме по замкнутой классической траектории и (в) рекомбинация электрона в начальное состояние с испусканием высокоэнергетического фотона (гармоники). В случае линейной поляризации лазерного поля генерируемые гармоники обладают линейной поляризацией, в то время как генерация эллиптически поляризованных гармоник является актуальной задачей: одним из направлений в ГТВП является разработка методов управления поляризационными свойствами излучаемых высоких гармоник. Для этого рассматривается, в частности, использование бициркулярных импульсов [3], содержащих поле на основной и удвоенной частоте с циркулярными поляризациями, вращающимися в разные стороны. Генерируемые гармоники обладают циркулярной поляризацией, но направление вращения вектора поля чередуется с номером гармоники, а гармоники с номерами $3N$ запрещены в силу правил отбора, что затрудняет генерацию циркулярно поляризованных аттосекундных импульсов.

В данной работе мы анализируем альтернативный способ управления поляризацией ГТВП в газах, основанный на использовании внешнего добавочного импульса в ВУФ диапазоне [4]. Предполагается, что добавочный импульс и инфракрасный (ИК) лазерный импульс линейно поляризованы во взаимно ортогональных направлениях. В данном случае канал ГТВП, связанный с ионизацией электронов ВУФ-полем, отделяется от обычного канала, индуцированного чистым ИК лазерным полем, т.е. соответствующие компоненты генерируемого вторичного излучения поляризованы в ортогональных направлениях. С использованием изменения временной задержки между ИК и ВУФ импульсами возможно управление поляризацией генерируемых высоких гармоник в широком диапазоне частот, что соответствует генерации аттосекундных импульсов с контролируемой эллиптичностью.

Мы рассматриваем взаимодействие атома водорода с двухкомпонентным полем, состоящим из интенсивного низкочастотного поля и высокочастотного ВУФ импульса с групповой задержкой τ . Обе компоненты линейно поляризованы в ортогональных направлениях:

$$\mathbf{F}(t) = \hat{\mathbf{x}}F_{IR}(t) + \hat{\mathbf{y}}F_{XUV}(t - \tau). \quad (1)$$

Электрическое поле для обоих импульсов параметризовано в терминах огибающей $[f_\alpha(t)]$, пиковой напряженности (F_α), несущей частоты (ω_α) и фазы несущей (φ_α):

$$F_\alpha(t) = F_\alpha f_\alpha(t) \cos(\omega_\alpha t + \varphi_\alpha), \quad (2)$$

где $\alpha = \text{IR}$ или $\alpha = \text{XUV}$ для низкочастотного или ВУФ импульсов соответственно. Будем считать, что несущая частота низкочастотной составляющей принадлежит ИК-области спектра, а параметр Келдыша, соответствующий ИК составляющей, мал, $\gamma_{\text{IR}} = \omega_{\text{IR}} \kappa / F_{\text{IR}} = 1$ ($\kappa = \sqrt{2I_p}$, где I_p – потенциал ионизации). В силу малости γ_{IR} взаимодействие ИК-поля с атомной мишенью описывается квазиклассически. Мы также предполагаем, что частота ВУФ-составляющей превышает потенциал ионизации атомной системы, $\omega_{\text{XUV}} > I_p$. В результате, возможен процесс прямой ионизации атома ВУФ-составляющей с последующим ускорением ИК-полем.

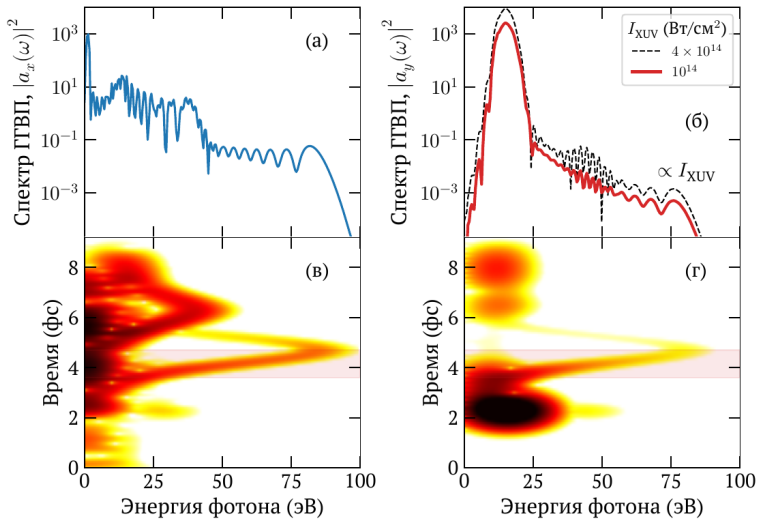


Рис. 1

Мы рассчитываем плотность тока, возбуждаемого в образовавшейся плазме, с использованием решения трехмерного нестационарного уравнения Шрёдингера для электронной волновой функции $\psi(\mathbf{r}, t)$ в поле $\mathbf{F}(t)$ (атомные единицы, используются везде, если не указано иное):

$$i \frac{\partial \psi}{\partial t} = \left[-\frac{1}{2} \nabla^2 - \frac{1}{r} + \mathbf{r} \mathbf{F}(t) \right] \psi, \quad (3)$$

Численное решение уравнения (3) производится с использованием разложения волновой функции по сферическим гармоникам с максимальным орбитальным моментом $l_{\text{max}} = 172$ и с радиальной границей равной 150 атомных единиц [5]. Вблизи границы

мы используем поглощающие слои, которые служат для предотвращения отражения решения от границы [6]. Размер поглощающего слоя составляет 50 атомных единиц. Компоненты спектра ГТВП $S_{x,y}(\omega)$ вдоль x и y находятся как квадрат Фурье-спектра компонент дипольного ускорения $\mathbf{a}(t) = \hat{x}a_x(t) + \hat{y}a_y(t)$:

$$S_{x,y}(\omega) = |a_{x,y}(\omega)|^2, \quad a_{x,y}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} a_{x,y}(t) e^{i\omega t} dt, \quad (4)$$

где $\mathbf{a}(t)$ находится с использованием теоремы Эренфеста:

$$\mathbf{a}(t) = -\mathbf{F}(t) - \langle \psi | \nabla V | \psi \rangle. \quad (5)$$

На рис. 1 показаны x – и y – компоненты спектра ГТВП (а, б) и частотно-временной spectroграммы дипольного ускорения (в, г) вдоль ИК-поля (а, в) и вдоль ВУФ-поля (б, г) для ИК-импульса с интенсивностью $I_{IR} = 2 \times 10^{14}$ Вт/см², длиной волны $\lambda_{IR} = 1.2$ мкм, огибающей \sin^2 с полной длительностью 8 фс; ВУФ-импульс имеет интенсивность $I_{XUV} = 10^{14}$ (красные линии), $4 \cdot 10^{14}$ Вт/см² (черные пунктирные линии), частоту $\omega_{XUV} = 15$ эВ и гауссову огибающую с полной длительностью по уровню интенсивности 1/2, равную 400 ас. Как видно из спектров и spectroграмм, генерация x – компоненты дипольного ускорения определяется классическими замкнутыми электронными траекториями без участия ВУФ-поля. Исключением является генерация второй гармоники ВУФ-импульса, которая проявляется на spectroграмме как пятно с центром на частоте 30 эВ. Интенсивность y -компоненты дипольного ускорения пропорциональна интенсивности ВУФ-импульса, что свидетельствует о поглощении одного ВУФ-фотона; при поглощении на этапе ионизации происходит заселение состояний континуума и последующее рассеяние волновых пакетов на ионе, проявляющееся на spectroграмме в виде наклонной полосы (чирпированного аттосекундного импульса). Для рассматриваемой временной задержки между импульсами интервал времени, на котором генерируется аттосекундный импульс в $-$ компоненте дипольного ускорения совпадает с интервалом времени, соответствующим вкладу короткой траектории в x -компоненту дипольного ускорения. Таким образом, суммарный импульс может иметь поляризацию, отличную от линейной.

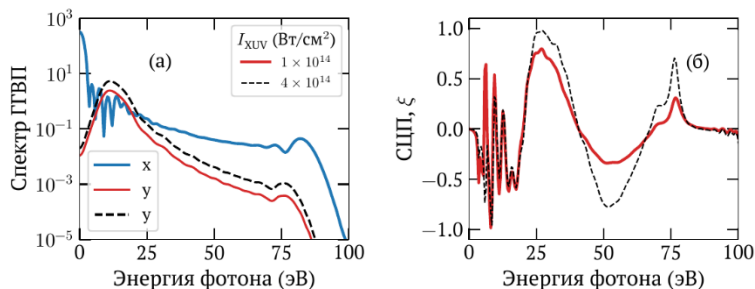


Рис. 2

На рис. 2(а) приведены x - и y -компоненты спектра от дипольного ускорения на коротком интервале времени, отмеченном красной областью на рис. 1(в,г) и соответствующем вкладу одной короткой траектории в ГТВП для разных интенсивностей ВУФ-поля. Видно, что существует широкий интервал частот, на котором амплитуды компонент вдоль x и y сравнимы. Это приводит к тому, что степень циркулярной поляризации (СЦП) [4] существенно отличается от нуля в широком диапазоне частот вплоть до края плато в $-$ компоненте при 75 эВ (см. рис. 2(б)), на котором показана СЦП ξ : $\xi = 0$ соответствует линейной поляризации, $\xi = \pm 1$ - циркулярной поляризации) как функция частоты излучения).

Таким образом, разделение каналов ГТВП, связанных с действием одного только ИК-поля и совместного действия ВУФ и ИК-полей, возможно не только в случае исходного p -состояния электрона, взаимодействующего с лазерным полем (рассмотренного в работе [4]), но и в случае исходного s -состояния электрона (соответствующего атомам водорода и гелия). Используя произвольный инертный газ и двухцветное поле, состоящее из ИК и ВУФ-компонент, можно управлять поляризацией генерируемых гармоник, которое может быть реализовано путем изменения временной задержки между двумя компонентами поля. Это обеспечивается тем, что индуцированный лазером дипольный момент представлен в виде суммы компонент, взаимно перпендикулярных друг другу. Компонента вдоль x не зависит от временной задержки и определяет амплитуду ИК-индуцированной ГТВП, в то время как величина и фаза y -компоненты существенно зависят от временной задержки, что делает возможным управление поляризацией посредством изменения временной задержки.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН, проект № FFUF-2023-0002

- [1] Corkum P.B. // Phys. Rev. Lett. 1993. Vol. 71. P.1994.
- [2] Krausz F., Ivanov M. // Rev. Mod. Phys. 2009. Vol. 81. P. 163.
- [3] Long S., Becker W., and McIver J. K. // Phys. Rev. A. 1995. Vol. 52. P. 2262.
- [4] Sarantseva T.S., Romanov A.A., Silaev A.A., Vvedenskii N.V., Frolov M.V. // Phys. Rev. A. 2023. Vol. 107. P. 023113.
- [5] Romanov A.A., Silaev A.A., Sarantseva T.S., Frolov M.V., Vvedenskii N.V. // New J. Phys. 2021. Vol. 23. P. 043014.
- [6] Silaev A.A., Romanov A.A., Vvedenskii N.V. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2018. Vol. 51. P. 065005.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПЛАВНО-НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМОЙ

В.А. Колданов¹⁾, А.В. Сидоров²⁾, В.Е. Семенов²⁾

¹⁾ ГБОУ ВО НГИЭУ Княгининский университет

²⁾ ИПФ РАН

Постановка задачи

В рамках данной работы рассматривается вопрос о поглощении электромагнитного излучения в неоднородном слое слабостолкновительной плазмы на плазменном резонансе. Следует отметить, что данная тематика не является новой – этому вопросу посвящено достаточно большое число работ (в том числе, и достаточно старых – 60-х и 70-х годов XX века) и имеется подробная аналитическая теория (см., например, [1-3]). Исходной посылкой данной работы являлась задача о создании компактного плазменного объекта (диаметром порядка 1 мм) с помощью мощного излучения терагерцового диапазона частот. В настоящее время терагерцовый разряд в неоднородном потоке газа рассматривается как перспективный источник экстремального ультрафиолетового (ЭУФ) излучения [4]. При этом степень ионизации газа должна быть выше 100%, так как источником ЭУФ является линейчатое излучение многозарядных ионов. В таких условиях практически единственным способом поглощения электромагнитного излучения является перекачка энергии в плазменные колебания вблизи области плазменного резонанса.

Для оценки эффективности поглощения электромагнитного излучения и, в дальнейшем, построение самосогласованной модели разряда, проводилось численное моделирование. Для сравнения результатов моделирования с аналитической теорией была рассмотрена модельная 2D задача, в которой все величины могли зависеть только от двух пространственных координат в виде $f(z, x)$. Концентрация плазмы линейно возрастала от нуля до заданного значения, превышающего критическую плотность для используемой частоты. Часть энергии электромагнитного излучения трансформировалась в плазменные колебания вблизи области плазменного резонанса, а остальная отражалась от плазмы. Расчет электромагнитных полей проводился с помощью метода FDTD [5] с учетом плазмы через токи проводимости (модель Друде). Шаг пространственной сетки выбирался из условия $h \ll \lambda$ (обычно $\lambda/h = 1/20$). Важной особенностью описываемой модели является то обстоятельство, что амплитуда токов источника зависела от времени, формируя в результате гауссов импульс длительностью τ с заполнением на несущей частоте, возбуждающий плазменные колебания в достаточно широкой области пространства:

$$I(x, t) = \exp\left[-\left(\frac{x \cos \alpha}{b}\right)^2\right] \exp(-ik_0 x \sin \alpha) \exp\left[-\left(\frac{t - t_0}{\tau}\right)^2\right]. \quad (1)$$

Результаты расчетов

В соответствии с предсказаниями теории плазменные колебания не могут трансформироваться обратно в электромагнитные волны. Таким образом, зависимость отраженной мощности от времени должна демонстрировать единственный импульс, соответствующий частичному отражению первичного импульса от плазмы. Однако расчеты показали, что через некоторое, достаточно большое время после первого импульса в ряде случаев наблюдаются дополнительные импульсы – повторное излучение энергии, запасенной в плазме в форме плазменных колебаний – своеобразное «эхо» (см. рис. 1). Следует отметить, что аналогичный эффект наблюдался и у других исследователей. Так, в работе [6] возникновение вторичных импульсов наблюдалось в похожей задаче (взаимодействие электромагнитного импульса с неоднородной плазмой в волноводе), решаемой численно с помощью РИС-кода. Авторы [6] связывают возникновение вторичных импульсов с нелинейными эффектами, не конкретизируя их природу. Наша модель не содержит никаких нелинейных эффектов, что вынудило нас постараться понять причину и механизм возникновения вторичных импульсов.

Приведенные выше результаты позволяют сделать вывод, что импульсы эха являются сугубо численным эффектом и возникают в результате замены гладкого профиля плазмы ступенчатой аппроксимацией. Действительно, в расчетах участвует ограниченное количество узловых элементов, соответствующих набору резонаторов с фиксированными собственными частотами. Этот набор резонаторов возбуждается радиоимпульсом. В результате различия собственных частот начинается разфазировка соседних резонаторов. Однако после определенного времени набег фаз между соседними резонаторами становится равен 2π и происходит формирование импульса эха. Из этих рассуждений следует, что период следования импульсов эха должен зависеть от величины градиента плотности плазмы и от шага пространственной сетки. При бесконечно малом пространственном шаге импульсов эха быть не может, а плазменные колебания затухнут в результате диссипативных процессов. Вплоть до первого импульса «эха» численный расчет дает совершенно корректное значение для коэффициента трансформации электромагнитного излучения в плазменные колебания. Хотелось бы отметить, что импульсы эха не являются сугубо счетным эффектом, а должны наблюдаться экспериментально при ступенчатом профиле плазмы. Однако для случая плавно-неоднородной плазмы импульсы эха являются паразитным эффектом, который следует «побороть».

Методы улучшения численной схемы

Очевидным методом борьбы с данным паразитным счетным эффектом является уменьшение шага дискретизации пространства в модели. К сожалению, данный путь совершенно невозможен, так как скорость расчета пропорциональна 3-й степени шага дискретизации при двумерной геометрии и 4-й степени при трехмерной геометрии. Мы смогли найти два экономичных способа борьбы с данным паразитным артефактом.

Первый предлагаемый нами метод борьбы с плазменным эхом заключается в достаточно простом, хотя и не очевидном на первый взгляд, разбиении сетки (рис. 1). А именно, каждый отрезок для электрического поля разбивается на несколько частей со своей плотностью плазмы, величиной электрического поля и плотности тока. При вычислении магнитного поля используется эффективное электрическое поле, являющееся

средним по всем отрезкам. При этом не требуется изменять временной шаг, т.е. скорость расчетов обратно пропорциональна 1-й степени шага дискретизации пространства даже в том случае, если таким образом разбить весь расчетный объем. В результате период следования импульсов эха пропорционально возрастает. Этот эффект продемонстрирован на рис. 2, где показаны импульсы «эха» и влияние кратности разбиения пространственной сетки. Можно сделать такое разбиение, что плазменные колебания затухнут естественным образом. При этом довольно просто реализовать разбиение только вблизи области плазменного резонанса без существенного замедления расчетов даже в случае 10-20 кратного разбиения.

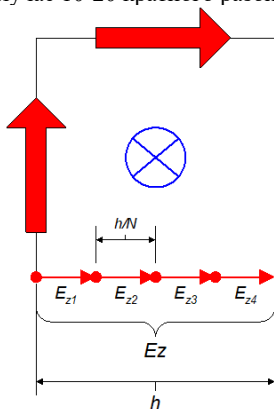


Рис. 1

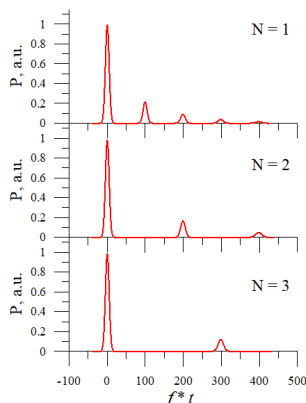


Рис. 2

Другой метод заключается в учете теплового движения электронов. В исходной модели «холодной» плазмы новое значение плотности тока в плазме определялось из уравнения движения и полагалось, что плотность тока постоянна в пределах ячейки сетки. Однако за время, равное временному шагу, ячейка «разбухнет» и часть ее тока попадет в соседние ячейки (рис. 3). То же самое произойдет и со всеми окружающими ячейками. Таким образом, новое значение тока следует определять с учетом взаимного перекрытия ячеек, а в уравнении для тока возникнет член, отвечающий за пространственную дисперсию. Это уравнение выглядит достаточно необычно, так как в коэффициент пространственной диффузии явным образом входит шаг сетки:

$$\vec{j}_{new} = (1 - 4\alpha)\vec{j} + \frac{e^2}{m} N_e \vec{E} \cdot dt - \nu \cdot \vec{j} \cdot dt + \sum_{k=1}^4 \alpha \cdot \vec{j}_k, \quad (2)$$

$$\alpha = \frac{d}{h} = \frac{V_{Te} \cdot dt}{h}, \quad \frac{\partial \vec{j}}{\partial t} = \frac{e^2}{m} N_e \vec{E} - \nu \cdot \vec{j} + h \cdot V_{Te} \cdot \Delta \vec{j}.$$

Учет такой пространственной дисперсии приводит к достаточно быстрому затуханию плазменных колебаний уже при небольшой температуре электронов (рис. 4), не оказывая никакого влияния на коэффициент поглощения плазмой исходного электро-

магнитного импульса. К недостатку данного метода можно отнести то, что в коэффициент эффективной диффузии токов явным образом входит шаг дискретизации пространства.

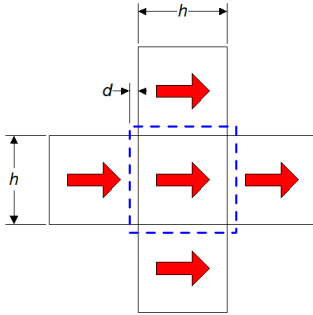


Рис. 3

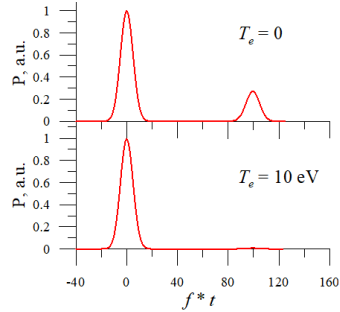


Рис. 4

Заключение

В качестве заключения сформулируем основные результаты и выводы работы:

- При ступенчатом профиле холодной плазмы возможно появление импульсов эха.
- Ступенчатый профиль плазмы неизбежно возникает при численном моделировании взаимодействия электромагнитного излучения с плавно-неоднородной плазмой. В результате, численные расчеты могут давать неверные результаты.
- Применение коротких радиоимпульсов при моделировании позволяет проводить экспресс-диагностику корректности расчетов.
- Возможными способами уменьшения влияния численной дискретизации является либо учет пространственной диффузии плазменных токов, либо экономичный способ дробления пространственной сетки, описанный выше.

- [1] Gildenburg V.B. // Sov. Phys. JETP. 1963. Vol. 18. P. 1358.
- [2] Ginzburg V.L. The propagation of electromagnetic waves in plasmas – Oxford: Pergamon Press, 1970, 615 p.
- [3] Krueer W.L. The physics of laser plasma interactions – New York: Addison-Wesley, 1988, 182 p.
- [4] Shalashov A.G., Vodopyanov A.V., Abramov I.S., Sidorov A.V., Gospodchikov E.D., Razin S.V., Chkhalo N.I., Salashchenko N.N., Glyavin M.Yu., Golubev S.V. // Appl. Phys. Lett. 2018. Vol. 113, No. 15. P. 153502.
- [5] Taflove A. Computational electrodynamics: The finite-difference time-domain method. – Boston: Artech House, 1995, 852 p.
- [6] Рухадзе А.А., Тараканов В.П. // Квантовая электроника. 2006. Т. 36, № 9. С. 883.

Секция «Электродинамика»

Заседание секции проводилось 18 мая 2023 г.
Председатель – А.В. Кудрин, секретарь – О.В. Мартынова.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXVII 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.

Ho:YAG ЛАЗЕР С НАКАЧКОЙ ВОЛОКОННЫМ ТУЛИЕВЫМ ЛАЗЕРОМ

С.В. Курашкин, О.В. Мартынова

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Тулиевые волоконные лазеры могут быть использованы в качестве источника накачки для возбуждения активных кристаллов, легированных ионами гольмия, таких как Ho:YAG, Ho:YLF и др. Данные системы обладают высокой непрерывной выходной мощностью излучения, сконцентрированной в узкой спектральной полосе излучения, и параметром качества близким к дифракционно-ограниченному пучку. Длина волны излучения тулиевого лазера, около ~ 1.9 мкм, соответствует переходу для ионов Ho^{3+} в кристалле Ho:YAG из основного состояния 3I_8 ($0-535 \text{ см}^{-1}$) на уровень энергии 5I_7 ($5230-5455 \text{ см}^{-1}$) [1]. Генерация Ho:YAG лазера в данном случае будет осуществляться с нижних штарковских подуровней верхнего лазерного уровня 5I_7 на верхние штарковские подуровни основного состояния.

В свою очередь, Ho:YAG лазер с активной модуляцией добротности, благодаря большому времени жизни верхнего лазерного уровня и отличным тепломеханическим свойствам алюмо-иттриевого граната, может служить эффективным источником накачки параметрических генераторов света, преобразующих излучение в средней и дальний ИК-диапазоны, освоение которых в настоящий момент является актуальной задачей.

Данная работа посвящена созданию высокоэффективного Ho:YAG лазера с акустооптическим модулятором добротности и накачкой волоконным тулиевым лазером для применения в задачах нелинейной оптики ИК-диапазона.

Оптическая схема Ho:YAG лазера

В качестве источника накачки использовался непрерывный тулиевый волоконный лазер, генерирующий излучение на длине волны 1908 нм с максимальной выходной мощностью 55 Вт. Высокое качество коллимированного выходного пучка ($M^2=1.1 - 1.2$) позволяло с помощью одной плоско-выпуклой линзы формировать требуемый для накачки кристалла гольмия диаметр пятна – 600 мкм. Сам активный элемент представлял из себя кристалл алюмо-иттриевого граната в виде стержня $\text{Ø}5 \times 30$ мм, легированного ионами Ho^{3+} на уровне 0,5 ат.%. Оптический резонатор Ho:YAG лазера был построен по классической Г-образной схеме (рис. 1) и состоял из трех зеркал: плоского глухого зеркала M1, плоского дихроичного зеркала M2 и выходного сферического полупрозрачного зеркала M3.

Для модуляции добротности резонатора и работы лазера в импульсно-периодическом режиме в выходное плечо резонатора помещался акустооптический модулятор из кристаллического кварца длиной 50 мм. Эталон Фабри-Перо, установленный вблизи выходного зеркала, обеспечивал генерацию Ho:YAG лазера на одной спектральной линии с длиной волны 2088 нм и FWHM около 1 нм. Вся конструкция резонатора была смонтирована на толстом прямоугольном алюминиевом основании размером 11×15 см, находящемся в тепловом контакте с радиаторами водяного охлаждения.

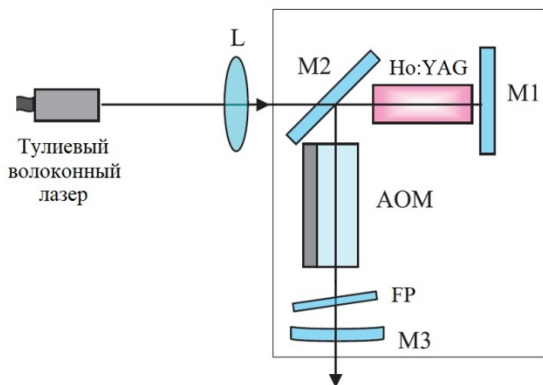


Рис. 1

Экспериментальные результаты и обсуждение

Выходные генерационные характеристики Ho:YAG лазера при различных частотах следования импульсов представлены на рис. 2.

Максимальная средняя мощность генерации достигалась на частотах следования импульсов от 8 до 25 кГц, при этом на частотах ниже 8 кГц при высоких значениях падающей мощности накачки происходило насыщение средней мощности генерации. Возможной причиной такого поведения, являлось уменьшение длительности импульсов генерации, вследствие увеличения скорости нарастания и сброса инверсии в активной среде, приводящее к росту пиковой мощности импульса, и, как следствие, к возрастанию тепловых нагрузок в активном элементе. Подтверждению этому служит измеренная зависимость длительности отдельных импульсов генерации от частоты следования (рис. 3).

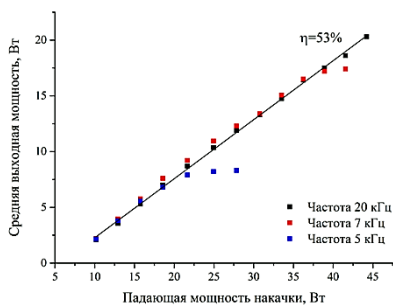


Рис. 2

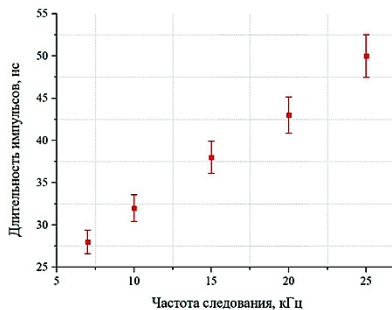


Рис. 3

С целью определения режима работы гольмиевого лазера, который будет оптимален для нелинейно-оптических приложений, то есть режима с наибольшими значениями энергии и мощности в импульсе, были измерены соответствующие характеристики импульсов в зависимости от мощности накачки и частоты следования (рис. 4).

Из рис. 4 видно, что наибольшая энергия и мощность в импульсе генерации достигается при частоте работы акустооптического модулятора от 7 до 10 кГц.

В результате работы был создан импульсно-периодический Ho:YAG лазер на длине волны 2088 нм с накачкой волоконным тулиевым лазером. Дифференциальная эффективность преобразования непрерывной мощности накачки в среднюю мощность лазерной генерации в диапазоне частот от 7 до 25 кГц составила около 53%. Максимальные значения энергии и мощности в импульсе генерации составили 2.5 мДж и 85 кВт, соответственно.

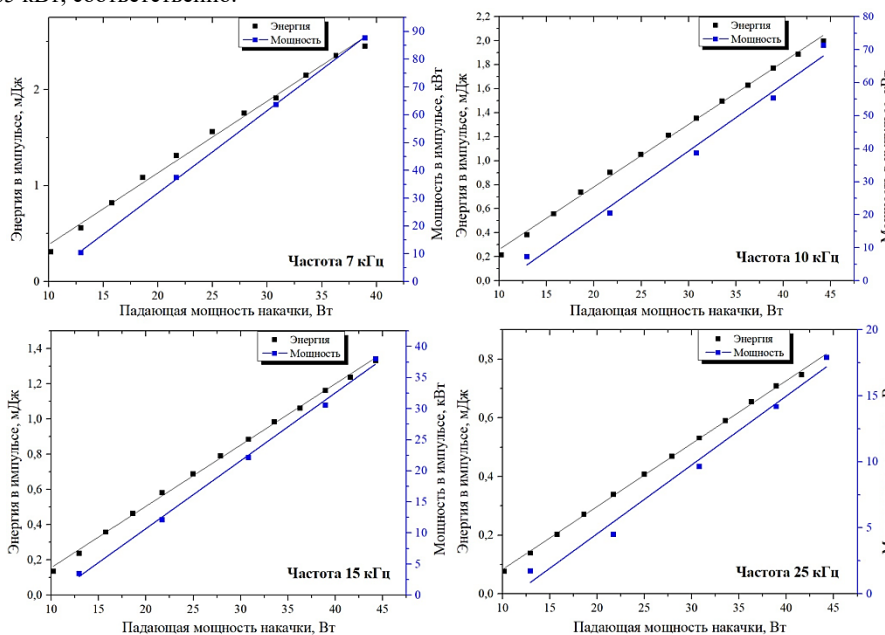


Рис. 4

Работа выполнена при поддержке национального проекта «Наука и университеты» (проект FSWR-2021-012) за счет субсидии федерального бюджета на финансовое обеспечение государственного задания на выполнение научно-исследовательских работ.

[1] Kaminskii A. A. Crystalline Lasers: Physical Processes and Operating Schemes – Boca Raton: CRC Press, 1996, 592 p.

ОПТИЧЕСКИЙ ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ ГЕНЕРАТОР НА КРИСТАЛЛЕ ZGP

О.В. Мартынова, Р. Шахин, С.В. Курашкин, А.П. Савикин, В.В. Шарков

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

На сегодняшний день оптические элементы из монокристаллов соединения дифосфида цинка-германия ($ZnGeP_2$, ZGP) получили широкое распространение в беспороговых схемах генерации когерентного излучения (получение гармоник, суммарных и разностных частот), а также в системах параметрической генерации оптического излучения [1, 2]. Обладая высокой нелинейностью и окном прозрачности в диапазоне 2 – 11 мкм, кристалл ZGP может быть использован для генерации мощного когерентного излучения среднего ИК диапазона. В частности, при подаче на кристалл излучения с длиной волны ~ 2 мкм можно получить перестраиваемое по длинам волн выходное излучение в широком спектральном интервале от 3 до 7 мкм.

Целью данной работы стало создание параметрического генератора среднего ИК-диапазона на основе кристалла ZGP, преобразующего излучение твердотельного Ho:YAG лазера с длиной волны 2,09 мкм.

Схема реализованной экспериментальной установки представлена на рисунке 1. Для получения параметрической генерации кристалл ZGP в форме прямоугольного параллелепипеда $5 \times 6 \times 20$ мм был помещен в плоско-параллельный оптический резонатор длиной 28 мм, образованный двумя дихроичными зеркалами. Глухое зеркало резонатора обладало высоким пропусканием на длине волны 2,1 мкм и высоким коэффициентом отражения ($>99.5\%$) для излучения в диапазоне 3 – 4 мкм. Выходное зеркало также обладало высоким пропусканием на длине волны накачки и отражало порядка 50% излучения в диапазоне 3 – 4 мкм. Оптическая ось кристалла ZGP составляла угол 54.5° с оптической осью резонатора. В качестве источника накачки (опорной волны) использовался твердотельный Ho:YAG лазер с длиной волны генерации 2,09 мкм, работающий в режиме активной модуляции добротности. Длительность импульсов накачки составляла порядка 40 – 50 нс, а период следования варьировался в диапазоне 5 – 30 кГц. Излучение Ho:YAG лазера подавалось на кристалл ZGP вдоль оптической оси резонатора с помощью линзы с фокусным расстоянием 120 мм. Радиус перетяжки пучка накачки на кристалле ZGP составлял около 400 мкм.

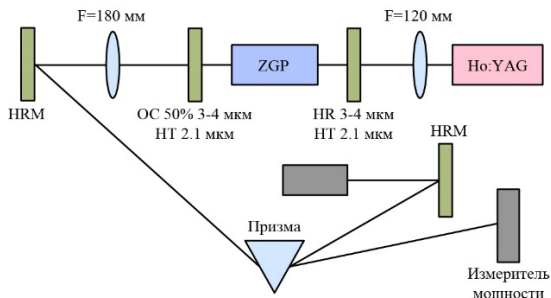


Рис. 1

Для пространственной фильтрации сигнальной волны от излучения накачки пучок излучения на выходе из резонатора коллимировался при помощи линзы с фокусным расстоянием 180 мм, а затем подавался на дисперсионную призму из CaF_2 . Выделенное таким образом излучение сигнальной волны подавалось на измеритель мощности, пироэлектрическую камеру или на вход монохроматора.

На первом этапе работы были измерены зависимости выходной мощности сигнальной волны от мощности накачки при разных частотах работы акустооптического модулятора Но:YAG лазера. Наибольшая эффективность преобразования была достигнута при частоте следования импульсов 7 кГц, однако максимальная энергия параметрической генерации была ограничена вследствие насыщения энергии накачки (рис. 2).

С помощью автоматизированной системы на базе монохроматора МДР-41 и фотодетектора Thorlabs PDA20H был измерен спектр генерации для сигнальной волны с максимумом в области 3.9 мкм (рис. 3). Измеренный спектр параметрической генерации хорошо согласуется с предварительными оценками для параметрической генерации при синхронизме ое-типа для данной ориентации оптической оси в кристалле ZGP и выбранной длины волны накачки.

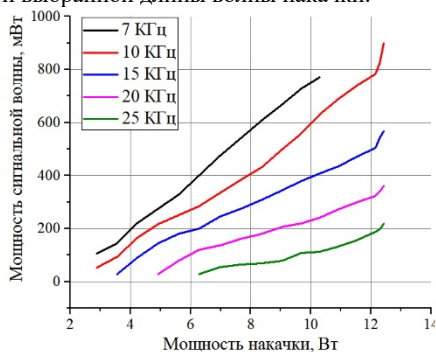


Рис. 2

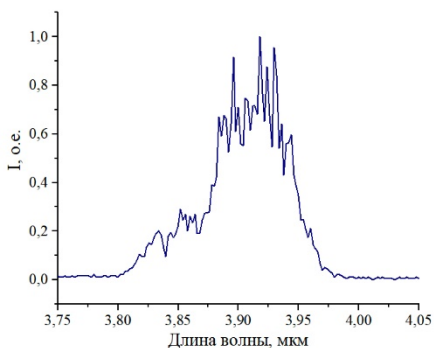


Рис. 3

На следующем этапе работы были измерены зависимости мощности параметрической генерации от мощности накачки при различных длинах резонатора (рис. 4 – 5). Для этой цели изменялось положение выходного зеркала. Кроме того, фиксировались спектры генерации и поперечное распределение пучка сигнальной волны. Увеличение длины резонатора, с одной стороны, приводило к увеличению порога параметрической генерации, с другой стороны, приводило к уменьшению расходимости и улучшению качества поперечного распределения излучения сигнальной волны. Следует отметить, что при изменении длины резонатора в диапазоне 28 – 68 мм, эффективность преобразования практически не изменялась. Максимальная мощность параметрической генерации в диапазоне 3.82 – 3.97 мкм составила около 920 мВт при частоте 10 кГц.

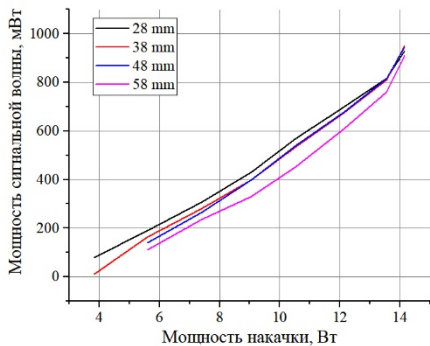


Рис.4

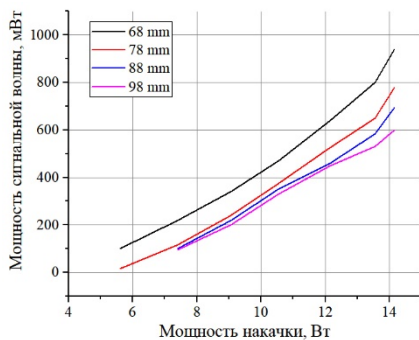


Рис. 5

Работа выполнена при поддержке национального проекта «Наука и университеты» (проект FSWR-2021-012) за счет субсидии федерального бюджета на финансовое обеспечение государственного задания на выполнение научно-исследовательских работ.

- [1] Boyd R.W. Nonlinear optics – Cambridge: Academic Press, 2003, 640 p.
- [2] Dmitriev V.G., Gurzadyan G.G., Nikogosyan D.N. Handbook of nonlinear Optical Crystals – Berlin: Springer-Verlag, 1995, 430 p.

ВЛИЯНИЕ ФОКУСИРОВКИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ГВГ В ПОЛИКРИСТАЛЛЕ ZnSe

Р. Шахин, Д.А. Нуждин, А.П. Савикин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Благодаря нелинейным оптическим явлениям значительно расширились возможности лазерной техники: появились способы преобразования частоты излучения (генерация гармоник, суммарной и разностной частот), появились перестраиваемые в широком диапазоне длин волн источники. Однако, многие нелинейные эффекты являются нежелательными ввиду накладываемых ими ограничений на эффективность лазерных систем. Таким образом, если мы имеем целью получение лазерной генерации, нам следует работать над уменьшением влияния нелинейно-оптических эффектов, в то время как для их исследования необходимо, наоборот, повысить их эффективность.

В настоящее время исследователями ведутся активные работы по созданию компактных высокоэффективных лазерных источников 2 – 3 мкм. Поэтому обозначенная тема представляется весьма актуальной.

Полупроводниковые соединения $A_{II}B_{VI}$, такие как ZnSe(S), CdSe(S), совмещают в себе высокую квадратичную нелинейность и прозрачность в инфракрасном (ИК) диапазоне. Поэтому в последнее время на исследование этих материалов и создание на их основе оптических параметрических генераторов направлено много усилий.

Поликристаллический ZnSe изготавливают методом химического осаждения из газовой фазы (CVD-метод). Таким способом может быть синтезирован поликристалл с низким содержанием примесей и дефектов со средним размером кристаллитов от 10 до 300 мкм. Вследствие пространственной разупорядоченности кристаллитов в поликристаллах ZnSe отсутствует центр симметрии и не осуществляется фазовый синхронизм. Важным параметром при рассмотрении нелинейных свойств поликристаллических сред выступает средний размер зерна (кристаллита), поскольку от соотношения между ним и длиной когерентности зависит интенсивность второй гармоники, а значит и эффективность преобразования.

Настоящая работа посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию влияния фокусировки излучения на эффективность генерации второй гармоники (ГВГ) в поликристалле селенида цинка.

Теория ГВГ Бойда-Клеймана

Теория ГВГ при фокусировке гауссова лазерного пучка была предложена Бойдом и Клейманом в работе [1]. Пространственная форма кругового гауссова пучка, сфокусированного в нелинейный кристалл длиной l (рис. 1), описывается следующими величинами и соотношениями: φ – половина угла расходимости пучка; ρ_0 – радиус перетяжки; $\rho(0)$ – радиус пучка на входе в кристалл ($z = 0$); z_0 – расстояние от перетяжки до входной грани кристалла; $\varphi = 2/k\rho_0$, где k – постоянная распространения волны в среде. Величина $b = k\rho_0^2 = 2\rho_0/\varphi$ – *конфокальный параметр*, или длина перетяжки (длина прямоугольника, обозначенного штриховой линией); $\xi = l/b = \varphi l/2\rho_0$ – *параметр фокусировки*. Параметр $\mu = (l - 2z_0)/l$ определяет относительное положение

фокуса Φ внутри кристалла. Метод Бойда-Клейнмана – это квазигеометрический метод нахождения амплитуды и мощности второй гармоники, позволяющий получить результат, хорошо согласующийся со строгой теорией.

Кратко алгоритм вычисления можно сформулировать следующим образом: 1) объем кристалла, занимаемый волной квадратичной поляризации, разбивается на элементарные слои ΔZ ; 2) вычисляется вклад в искомую амплитуду второй гармоники со стороны отдельного слоя; 3) суммируются вклады от разных слоев интегрированием по длине нелинейного кристалла. Ниже представлены основные соотношения теории Бойда-Клейнмана, позволяющие вычислить эффективность ГВГ η (в системе ГГС). Важно отметить, что фокусировка в центр кристалла ($\mu = 0$) считается оптимальной для преобразования [3].

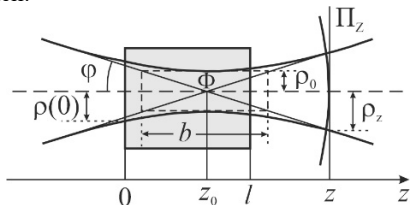


Рис. 1

$$\eta \equiv \frac{P_{2\omega}}{P_\omega} = KP_\omega l k_\omega h(v, \alpha, \xi, \mu = 0), \quad (1)$$

$$h(v, \alpha, \xi, \mu = 0) = \frac{1}{2\sqrt{\pi}\xi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-4s^2} \left| \int_{-\xi}^{\xi} \frac{e^{i(v+4\alpha s)T}}{1+iT} dT \right|^2 ds, \quad (2)$$

$$v = \frac{b\Delta k}{2}, \quad (3)$$

$$\Delta k = 2k_\omega - k_{2\omega}, \quad (4)$$

$$\alpha = \beta/\varphi, \quad (5)$$

$$K = \frac{128\pi^2\omega^2 d_{eff}^2}{c^3 n_\omega^2 n_{2\omega}}, \quad (6)$$

где β – угол анизотропии, d_{eff} – эффективная нелинейная восприимчивость.

Эффективность ГВГ в поликристалле ZnSe

Применительно к нашему случаю поликристаллического материала, эффективность преобразования можно представить в виде [2]

$$\eta = N_{eff} \eta_{coh}, \quad (7)$$

где η_{coh} – эффективность ГВГ в отдельном элементе поликристалла когерентной длины $l_{coh} = \pi/\Delta k$; эффективное число зерен, участвующих в ГВГ

$$N_{eff} = \frac{Nd_{eff}^2}{d^2\sqrt{2\pi}\sigma^2} \int_0^\infty \sin^2\left(\frac{\Delta k X}{2}\right) e^{-\frac{(X-X^*)^2}{2\sigma^2}} dX, \quad (8)$$

где $N = l/X^*$ – среднее число зерен, X^* – средний размер зерна, $\sigma = 0.1X^*$. Выражение (8) получено в работе [2] в предположении, что кристаллиты в поликристалле распределены по гауссову закону.

Результаты и обсуждение

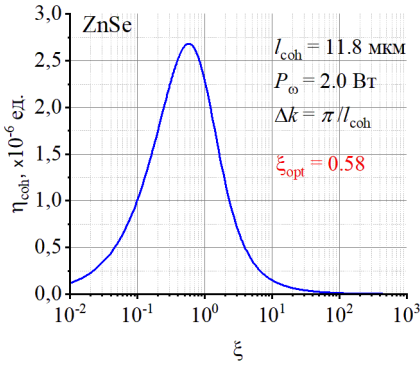


Рис. 2

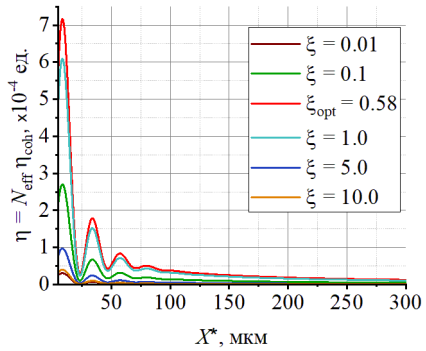


Рис. 3

На рис. 2 и 3 представлены результаты вычисления эффективности ГВГ в поликристалле ZnSe при различной фокусировке лазерного излучения. Как видно из приведенных теоретических зависимостей, наибольшая эффективность преобразования достигается при значении параметра фокусировки $\xi_{opt}^{theor} \approx 0.6$. При этом ГВГ осуществляется наиболее эффективно в поликристалле со средним размером зерна вблизи когерентной длины $X_{opt}^* \approx l_{coh} \approx 11.8$ мкм.

На следующем этапе работы в программном пакете Zemax было выполнено моделирование системы фокусировки излучения в поликристалл ZnSe длиной $l = 35$ мм (рис. 4). Результаты моделирования приведены в таблице.

$\xi = l/b$	0.1	0.2	0.6	0.8	1.0	1.5
$b, \text{мм}$	350	175	58	44	35	23
$d_{lens}, \text{мм}$	155	150	147	145	143	140
$\rho_0, \text{мм}$	0.297	0.210	0.121	0.105	0.094	0.076

Для различных значений параметра фокусировки ξ было рассчитано расстояние d_{lens} между линзами,

обеспечивающее требуемую длину перетяжки b .



Рис. 4

На рис. 5 показаны результаты теоретического и экспериментального исследования влияния фокусировки излучения на ГВГ в поликристалле ZnSe.

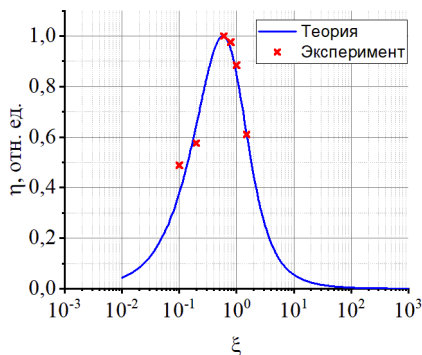


Рис. 5

видно из графика, наибольшая эффективность ГВГ в эксперименте достигалась при значении параметра фокусировки $\xi_{opt}^{exp} \approx 0,6$, что согласуется с теоретическим значением $\xi_{opt}^{theor} \approx 0,6$. В целом, наблюдается хорошее соответствие между экспериментом и теорией.

Заключение

Таким образом, проведено теоретическое и экспериментальное исследование влияния фокусировки лазерного излучения на эффективность ГВГ в поликристалле селенида цинка длиной 35 мм со средним размером кристаллитов 35 мкм. В результате в соответствии с теорией Бойда-Клейнмана была найдена оптимальная фокусировка $\xi_{opt} \approx 0,6$, что впоследствии подтвердилось в ходе эксперимента.

- [1] Boyd J.D., Kleinman D.A. // J. Appl. Phys. 1968. Vol. 39, No. 8. P. 3597.
- [2] Shahin R., Savikin A.P., Martynova O.V., Kurashkin S.V., Savin D.V. // Journal of Nonlinear Optical Physics & Materials. 2023, doi: 10.1142/S0218863523500509.
- [3] Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В. Прикладная нелинейная оптика. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004. С. 122.

ИССЛЕДОВАНИЕ ШИРОКОПОЛОСНОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ФТОРИДНОГО СТЕКЛА ZBLAN:Er³⁺/Ho³⁺

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

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Вследствие расширения использования ИК-лазеров в медицине и экологии возникла необходимость визуализации излучения ближнего и среднего ИК-диапазонов. Один из возможных эффективных вариантов визуализатора основан на явлении антистоксовой люминесценции ионов редкоземельных элементов (РЗЭ) в аморфных или кристаллических матрицах [1]. Ион Ho³⁺, имеющий полосу поглощения из основного состояния в диапазоне 1850-2100 нм, лучше всего подходит для использования в качестве активного центра, восприимчивого к двухмикронному излучению. Присутствие в материале ионов Er³⁺ позволяет регистрировать излучение в области 1 мкм.

Интенсивность антистоксовой люминесценции в значительной степени зависит от выбора матрицы, в которую внедрён ион. Обычно используются соединения с меньшей вероятностью безызлучательной многофононной релаксации. К таким средам относится фторидное стекло ZBLAN с энергией фононов $h\nu_{\text{фон}} \approx 575 \text{ см}^{-1}$.

Первоначально целью работы являлось экспериментальное исследование люминесцентных свойств стекла ZBLAN:Er³⁺/Ho³⁺, в частности, обнаружение красной и зелёной люминесценции ионов Er³⁺ и Ho³⁺ при лазерном возбуждении на длине волны 1,94 мкм. Однако во время эксперимента при определённых условиях образцы светились белым цветом, что нехарактерно для данных материалов. Полученный результат не являлся следствием смешения нескольких спектральных цветов, это была именно широкополосная люминесценция. Её исследованию и посвящена данная работа.

Экспериментальная часть

Приготовлена серия образцов фторидного стекла состава ZBLAN:1%Er³⁺+X%Ho³⁺ (X = 0,1; 0,25; 0,5; 1 мол. %). Они представляли собой полированные пластины размером 40×10×3 мм³. В качестве источника возбуждения использовался Tm³⁺:YAP лазер, работавший в импульсно-периодическом режиме (длина волны излучения 1,94 мкм, длительность импульсов порядка 200 нс). Частота следования импульсов изменялась в диапазоне от 300 Гц до 3 кГц, средняя мощность излучения на протяжении всего эксперимента была порядка 0,9 Вт. Из изготовленной серии образцов при таких условиях возбуждения наибольшей интенсивностью люминесценции обладало стекло состава ZBLAN:1%Er³⁺+0,25%Ho³⁺. Для него при помощи компактного спектрометра CCS175/M были получены спектры люминесценции в диапазоне 500-1100 нм (рис. 1).

Результаты и обсуждение

При небольших значениях пиковой мощности лазерного излучения возникала только антистоксовая люминесценция (рис. 1а), стекло при этом слабо светилось красным цветом. Полоса в диапазоне 640-680 нм, соответствовала переходам ⁴F_{9/2}→⁴I_{15/2} ионов Er³⁺ и ⁵F₅→⁵I₈ ионов Ho³⁺. Линия в области длины волны 975 нм соответствовала переходу ⁴I_{11/2}→⁴I_{15/2} ионов Er³⁺.

При увеличении пиковой мощности до значений порядка 4,5 кВт в спектре начинала появляться широкополосная люминесценция (рис. 1б). Цвет свечения стекла оставался красным.

При дальнейшем увеличении пиковой мощности интенсивность широкополосной люминесценции образца только возрастала (рис. 1в). Она простиралась от 300 до 900 нм, охватывая всю видимую часть спектра, и от 960 нм в более длинноволновую область. На эксперименте это проявлялось в том, что стекло начинало светиться белым цветом. Постепенно спектр широкополосной люминесценции полностью перекрывал спектр антистоксовой люминесценции (рис. 1г).

Описанный выше эффект наблюдался во всей серии образцов фторидного стекла состава $ZBLAN:1\%Er^{3+}+X\%Ho^{3+}$ ($X = 0,1; 0,25; 0,5; 1$ мол.%). Различие между ними заключалось лишь в значениях пиковой мощности лазерного излучения, при которых возникала широкополосная люминесценция и появлялось белое свечение. Эксперименты, проведённые с другими стёклами ZBLAN, легированными ионами Er^{3+} , Ho^{3+} , Er^{3+}/Yb^{3+} , Ho^{3+}/Yb^{3+} , $Er^{3+}/Ho^{3+}/Yb^{3+}$, подобного результата не дали. Образцы, как и ожидалось, либо светились красным или зелёным цветом, либо не светились вообще.

Стоит отметить, что подобный эффект наблюдался и при использовании другого твердотельного лазера. Был проведён качественный эксперимент с $Nd^{3+}:YAG$ лазером (длина волны излучения 1,06 мкм, длительность импульсов генерации порядка 15 нс), во время которого при достаточных значениях пиковой мощности всё также белым цветом светились только образцы серии $ZBLAN:Er^{3+}/Ho^{3+}$.

Ранее подобные явления уже встречались в статьях. Например, из литературы хорошо известно, что лазеры, излучающие мощные ультракороткие импульсы (УКИ), в сочетании с оптическими волокнами позволяют осуществлять генерацию излучения с непрерывным спектром, ширина которого во много раз превышает ширину спектра

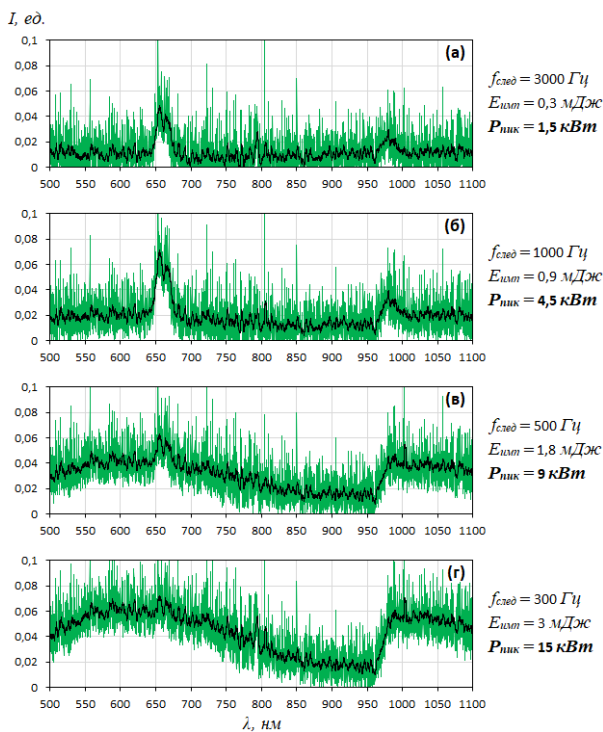


Рис. 1

этих импульсов, – так называемый суперконтинуум (СК). Механизм генерации – сложная комбинация таких нелинейных эффектов, как фазовая самомодуляция [2], четырёх-фотонное смешение [3], вынужденное комбинационное рассеяние и др.

Так в работе [4] экспериментально была продемонстрирована возможность применения дырчатых волокон для генерации СК под действием непрерывной последовательности фемтосекундных импульсов лазера на Ti:Sapphire (длина волны излучения 790 нм, длительность импульсов порядка 100 фс). Пиковая мощность излучения была порядка 8 кВт (энергия импульса 0,8 нДж). На рис. 2 показаны спектры излучения лазера и СК, простирающегося от 390 до 1600 нм.

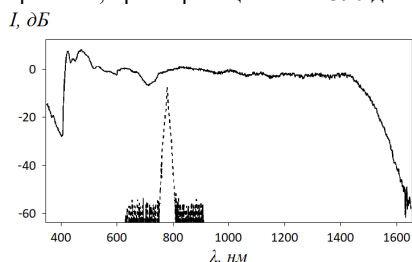


Рис. 2

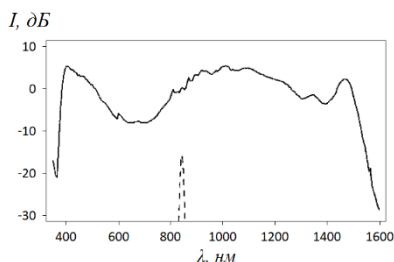


Рис. 3

В статье [5] применялись волоконные структуры с перетяжкой и конусными переходами. В качестве источника УКИ использовался Ti:Sapphire лазер с длиной волны 850 нм (длительность импульсов генерации порядка 200 фс). При пиковой мощности излучения до 19,5 кВт (энергия импульса 3,9 нДж) получался спектр СК, простирающийся от 370 до 1545 нм. Этот спектр, а также спектр лазера показаны на рис. 3.

В приведённых примерах в качестве источников возбуждения использовались фемтосекундные лазеры. Это было связано с их уникальными особенностями спектра излучения и временной когерентностью. При этом генерация СК была возможна только в сочетании с оптическими волокнами, увеличивающими длину нелинейного взаимодействия. В нашем же случае использовались лазеры с длительностью импульсов порядка нескольких десятков-сотен наносекунд и небольшие стеклянные пластины, легированные ионами РЗЭ. Нелегированное стекло ZBLAN не люминесцировало.

Другой механизм возникновения широкополосной люминесценции связан с образованием вакансий в запрещённой зоне (ЗЗ) диэлектрика при введении в него ионов РЗЭ. В такой схеме необходим коротковолновый источник возбуждения. Это объясняется тем, что вначале электроны должны перейти из валентной зоны (ВЗ) в зону проводимости (ЗП). Далее из ЗП они уже могут переходить на энергетические уровни вакансий, после чего возможен их переход в ВЗ с излучением белого света.

Так в статье [6] была получена широкополосная люминесценция соединений $YVO_4:Ln^{3+}/Yb^{3+}$ ($Ln^{3+} = Er^{3+}, Tm^{3+}, Ho^{3+}$) при возбуждении непрерывным диодным лазером с длиной волны 980 нм. Она простиралась в диапазоне 400-850 нм (рис. 4). Стоит отметить качественное сходство спектров люминесценции соединений $YVO_4:Ln^{3+}/Yb^{3+}$ ($Ln^{3+} = Er^{3+}, Tm^{3+}, Ho^{3+}$) со спектрами, полученными нами для фторидного стекла $ZBLAN:Er^{3+}/Ho^{3+}$. Так при малых значениях средней мощности лазерного

излучения возникала только антистоксовая люминесценция ионов РЗЭ. Широкополосная люминесценция соединений $YVO_4:Ln^{3+}/Yb^{3+}$ ($Ln^{3+} = Er^{3+}, Tm^{3+}, Ho^{3+}$) начинала проявляться только при значениях средней мощности порядка 0,8 Вт. При дальнейшем её увеличении интенсивность широкополосной люминесценции продолжала возрастать и, в конечном итоге, её спектр полностью перекрывал спектр антистоксовой люминесценции.

Однако в данном случае важно обратить внимание на ширину ЗЗ материалов и сравнить её с энергией кванта лазерного излучения. В работе [6] для возбуждения электронов из ВЗ в ЗП было достаточно 3-х фотонов, так как ширина ЗЗ соединения YVO_4 составляла всего 3,2 эВ, а энергия кванта диодного лазера с длиной волны 980 нм равнялась 1,27 эВ. В нашем же случае ширина ЗЗ фторидного стекла ZBLAN была порядка 5,46 эВ, энергия кванта лазерного излучения всего лишь 0,64 эВ ($\lambda = 1,94$ мкм). То есть для возбуждения электронов из ВЗ в ЗП понадобилось бы аж 9 фотонов, что, конечно, ставит под сомнение возможность реализации данного механизма во фторидном стекле $ZBLAN:Er^{3+}/Ho^{3+}$.

Заключение

Проведено исследование люминесценции фторидного стекла $ZBLAN:Er^{3+}/Ho^{3+}$ при возбуждении излучением $Tm^{3+}:YAP$ лазера с длиной волны 1,94 мкм, работающего в импульсно-периодическом режиме. В результате было установлено, что при достаточных значениях пиковой мощности образцы светятся белым цветом. В спектрах появляется широкополосная люминесценция, простирающаяся от 300 до 900 нм и от 960 нм в более длинноволновую область, которая перекрывает спектр антистоксовой люминесценции ионов Er^{3+} и Ho^{3+} . Обнаруженный эффект объяснить не удалось, поэтому полученные результаты требуют дальнейшего исследования.

Работа выполнена при поддержке национального проекта «Наука и университеты» (проект FSWR-2021-012) за счёт субсидии федерального бюджета на финансовое обеспечение государственного задания на выполнение научно-исследовательских работ.

- [1] Auzel F., Pecile D., Morin D. // J. Electrochem. Soc. 1975. Vol. 122, No. 1. P. 101.
- [2] Alfano R.R., Shapiro S.L. // Phys. Rev. Lett. 1970. Vol. 24, No. 11. P. 592.
- [3] Alfano R.R., Shapiro S.L. // Phys. Rev. Lett. 1970. Vol. 24, No. 11. P. 584.
- [4] Ranka J.K., Windeler R.S., Stentz A.J. // Opt. Lett. 2000. Vol. 25, No. 1. P. 25.
- [5] Birks T.A., Wadsworth W.J., Russell P.St.J. // Opt. Lett. 2000. Vol. 25, No. 19. P. 1415.
- [6] Zhu Y., Xu W., Li C., Zhang H., Dong B., Xu L., Xu S., Song H. // Appl. Phys. Express. 2012. Vol. 5, No. 9. P. 2701.

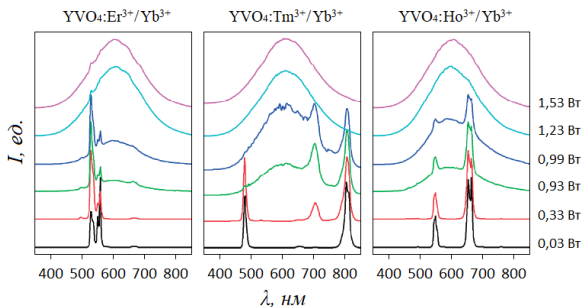


Рис. 4

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОДОЛЬНОГО ЭФФЕКТА ФАРАДЕЯ В ПОЛИКРИСТАЛЛАХ СЕЛЕНИДА ЦИНКА ZnSe, ЛЕГИРОВАННЫХ ИОНАМИ ЖЕЛЕЗА Fe²⁺:ZnSe И ИОНАМИ ХРОМА Cr²⁺:ZnSe

С.Н. Клопов, К.Э. Сумачев, Р. Шахин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Для проведения экспериментов с использованием лазерных источников излучения необходимо предотвратить вредное влияние нежелательной обратной связи, вызывающее проблемы с генерацией излучения, оптическую нестабильность и затыгивание частоты, а также обеспечить защиту чувствительных оптических элементов от обратных отражений. Использование оптических изоляторов, действие которых основано на явлении эффекта Фарадея, позволяет решить эту задачу. Хотя сам эффект был открыт в середине 19 века, поиск материалов, обладающих оптимальными магнитооптическими свойствами для использования в качестве изоляторов Фарадея, до сих пор актуален.

Одним из вариантов магнитооптического элемента изолятора могут быть поликристаллы селенида цинка ZnSe – прямозонного полупроводника с шириной запрещённой зоны 2.68 эВ при комнатной температуре [1]. Внесение легирующих ионов металлов группы железа может усилить вращение плоскости поляризации, если его направление совпадает с направлением вращения в матрице ZnSe.

В данной работе было исследовано фарадеевское вращение в поликристаллах ZnSe, легированных ионами железа Fe²⁺:ZnSe и хрома Cr²⁺:ZnSe, используя в качестве источников излучения He-Ne лазер с длиной волны 632.8 нм и Nd:YAG лазер с длиной волны 1064 нм. Так же была исследована зависимость вращения плоскости поляризации от среднего размера зерна в образцах ZnSe с размерами зерна 70 мкм и 300 мкм.

Для каждого источника излучения была собрана экспериментальная установка, схемы которых представлены на рис. 1 и рис. 2. Измерение угла поворота плоскости поляризации в легированных образцах было проведено в области с наибольшей концентрацией ионов легирующих элементов.

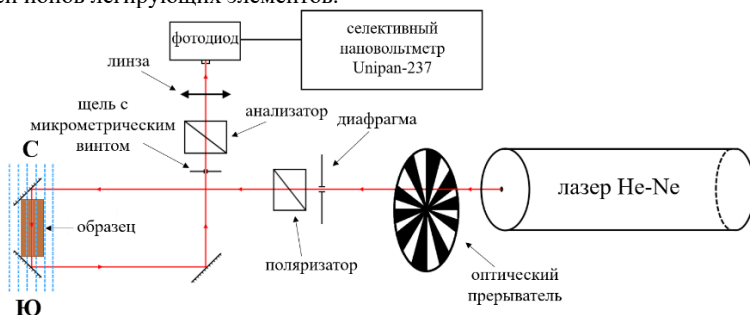
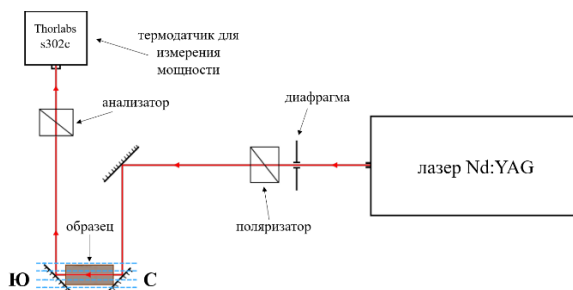


Рис. 1. Схема эксперимента с длиной волны излучения источника $\lambda = 632.8$ нм

Рис. 2. Схема эксперимента с длиной волны излучения источника $\lambda = 1064$ нм

В ходе экспериментов излучение несколько раз испытывало отражение от металлических зеркал. Известно, что отражение линейно поляризованного излучения от металлических поверхностей и зеркал приводит к возникновению эллиптичности поляризации. В условиях нашего эксперимента влияние отражений от зеркальных поверхностей на поляризацию излучения оказалось пренебрежимо малым. Так же стоит отметить, что несмотря на широкую область прозрачности поликристаллов ZnSe, ионы легирующих элементов обладают полосами поглощения в ближнем и среднем ИК-диапазоне. Однако длины волн используемых в работе источников излучения лежат вне спектра поглощения образцов.

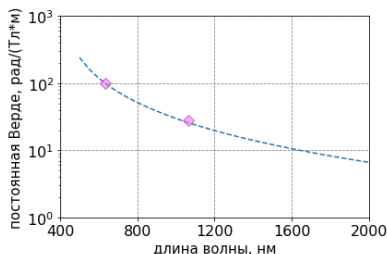


Рис. 3. Экспериментальная зависимость постоянной Верде от длины волны излучения для нелегированного ZnSe

В результате для полученных значений углов поворота был произведен расчет постоянной Верде из общего выражения (1). Эти значения представлены в Таблице.

$$\varphi = VHL, \quad (1)$$

где φ – угол поворота плоскости поляризации, H – напряженность магнитного поля, L – длина пути, пройденного излучением в веществе, V – постоянная Верде. Для образцов ZnSe с различными средними размерами зерна были получены одинаковые значения угла поворота плоскости поляризации. Таким образом размер зерна в поликристалле не влияет на фарадеевское вращение.

Рассчитанные значения постоянной Верде для образца ZnSe в зависимости от длины волны излучения представлены на рис. 3. Пунктирная кривая представляет собой аппроксимацию экспериментальных значений постоянной Верде от длины волны излучения, полученную в [2]. Как видно из рисунка, получившиеся точки ложатся на кривую аппроксимации.

Таблица. Результаты эксперимента

Образец, длина	Значения постоянной Верде, $\left[\frac{\text{рад}}{\text{м}\cdot\text{Тл}} \right]$	
	$\lambda = 632.8 \text{ нм}$	$\lambda = 1064 \text{ нм}$
1. ZnSe, 15.15 мм	98.08	27.8
2. Cr ²⁺ :ZnSe, 14.08 мм при $N \approx 2.5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$	137.7	36.9
3. Fe ²⁺ :ZnSe, 13.95 мм при $N \approx 2.5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$	139	55

Для легированных образцов вращение плоскости поляризации, вызванное внесением ионов группы железа, объясняется теорией Ван Флека-Хебба для парамагнетиков [3], [4]:

$$V = \frac{4\pi^2\nu^2\chi}{g_s\mu_B ch} \sum_{ij} \frac{C_{ij}}{\nu^2 - \nu_{ij}^2}, \quad (2)$$

$$\chi = \frac{N\mu_0 g_s^2 s(s+1)\mu_B^2}{3k_B(T - T_C)}, \quad (3)$$

где C_{ij} и ν_{ij} – вероятность и частота перехода между электронными состояниями, N – концентрация ионов легирующих элементов, $g_s = 2$.

Ионы легирующих элементов вносят дополнительный вклад к фадеевскому вращению в матрице ZnSe, но его теоретический расчет осложняется большим количеством переходов между электронными состояниями.

В образцах Fe²⁺:ZnSe и Cr²⁺:ZnSe значения постоянной Верде с длиной волны источника излучения 632.8 нм составили 139 $\frac{\text{рад}}{\text{м}\cdot\text{Тл}}$ и 137.7 $\frac{\text{рад}}{\text{м}\cdot\text{Тл}}$ соответственно, что практически в полтора раза больше, чем у нелегированного ZnSe, значение постоянной Верде которого 98.08 $\frac{\text{рад}}{\text{м}\cdot\text{Тл}}$. При использовании лазерного источника излучения с длиной волны 1064 нм тенденция увеличения угла вращения плоскости поляризации в образцах Fe²⁺:ZnSe и Cr²⁺:ZnSe по сравнению с образцом ZnSe сохранилась. Таким образом было показано, что дополнительное легирование матрицы ZnSe ионами Cr²⁺ и Fe²⁺ усиливает вращение плоскости поляризации.

- [1] Mironov E. A., Palashov O. V., Snetkov I. L., Balabanov S. S. High-Power Faraday Isolator for Mid-IR Radiation Based on ZnSe Polycrystals in Laser Congress 2020 (ASSL, LAC), OSA Technical Digest, paper JTh2A.16.

- [2] Mironov E. A., Palashov O. V., Snetkov I. L., Balabanov S. S. // *Laser Phys. Lett.* 2020. Vol. 17. P. 125801.
- [3] Vleck J. V., Hebb M. // *Phys. Rev.* 1934. Vol. 46. P. 17.
- [4] Физическая энциклопедия – Москва: Большая Российская энциклопедия, 1992. Т. 3, с. 672.

ТОЧНАЯ ПОВЕРХНОСТЬ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ $^{14}\text{N}_2^{16}\text{O}$ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ВАРИАЦИОННЫХ МЕТОДОВ И ДАЛЬНЕЙШИЙ РАСЧЕТ СПЕКТРА НА ЕЕ ОСНОВЕ

М.А. Рогов^{1,2)}, Н.Ф. Зобов²⁾, О.Л. Полянский²⁾, И.И. Майзус³⁾,
Р.И. Овсянников²⁾, В.Ю. Махнев⁴⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ИПФ РАН

³⁾ Holon Institute of Technology

⁴⁾ Center for Astrophysics Harvard & Smithsonian, Atomic and Molecular Physics Division

Молекула закиси азота N_2O занимает 4-ю строчку в базе данных HITRAN, тем самым являясь 4-ой по важности молекулой в процессах радиационного переноса в атмосфере Земли. Для изучения взаимодействия излучения с атмосферой необходимо знать высокоточные значения интенсивностей переходов тех веществ в атмосфере Земли, с которыми, собственно, мы и рассматриваем это взаимодействие. Первые несколько молекул из этой базы данных были изучены при помощи точных вариационных расчетов, показав тем самым в преимуществе в использовании первых принципов расчетов *ab initio*, которые могут точно предсказать интенсивность линий без предварительного знания экспериментальных значений. На сегодняшний день положения линии $^{14}\text{N}_2^{16}\text{O}$ измерены с высокой точностью [1-4], но при этом интенсивности переходов в этой молекуле найдены с погрешностью 3-5%, в то время как современные исследования требуют уже субпроцентных точностей. Для нахождения интенсивностей переходов с высокими точностями необходимо иметь очень точную поверхность потенциальной энергии (ППЭ) [5] молекулы, из которой мы получаем высокоточные волновые функции, входящие в формулу для расчета интенсивностей (1):

$$I_{if} = 4.162034 * 10^{19} \omega_{if} g_i Q^{-1}(T) * \left[e^{-\frac{-c_2 E_i}{T}} - e^{-\frac{-c_2 E_f}{T}} \right] \left| \sum_{\alpha} \langle i | \mu_{\alpha} | f \rangle \right|^2 \quad (1)$$

В нашей работе по оптимизации ППЭ в качестве стартовой точки мы будем брать уже имеющиеся ППЭ. Рассмотрим ППЭ полученную авторами в работе [6], в которой они делали расчет уровней энергии $J = 0$ с использованием их программы для решения уравнения Шредингера, а также ППЭ Хуанга [7], оптимизированную им самим на своих программах; мы же решили пересчитать их на нашей программе DVR3D.

Для начала процедуры фита нам пришлось пересчитать уровни $J = 0$, используя *ab initio* ППЭ Шредера [6], ППЭ Хуанга и программу DVR3D.

Расчеты проводились в координатах рассеяния, где внешний атом N и атом O представляют собой двухатомную систему, а внутренний N – рассеиваемый атом. Мы используем 60, 70 и 60 точек сетки для двух радиальных и угловой координат рассеяния соответственно, а конечный размер гамильтониана равен 8000. Одним из основных моментов, влияющих на точность оптимизации является выбор базисного набора. В качестве базисного набора нами были выбраны базисные наборы осцилляторов Морзе с параметрами 4.5, 0.2 и 0.008 по координате r_1 и 0.43, 0.2 и 0.0275 по координате r_2 , а также атомные массы атомов.

При пересчете ППЭ Хуанга в DVR3D отклонение в среднем получалось 0.4 см^{-1} , что заметно отличается от результата, полученного самим Хуангом на его программе 0.04 см^{-1} , что побудило нас перейти непосредственно к оптимизации этих поверхностей.

Для оптимизации ППЭ и Шредера и Хуанга, мы использовали формулу (2):

$$V = V_{Sh} + \sum_{k,m,n=0}^8 C_{kmn} (r_{NN} - r_{NN}^e)^k (r_{NO} - r_{NO}^e)^m (\theta - \theta_e)^n \quad (2)$$

где C_{kmn} – набор из 52 подобранных коэффициентов, k , m и n целые числа (при этом n может быть только четным), r_{ij} – длина связи между атомами i и j , r_{ij}^e – длина связи между атомами i и j в равновесном состоянии молекулы, θ и $\theta_e = \pi$ – мгновенное и равновесное значение угла, V_{Sh} – ППЭ Шредера либо Хуанга, в зависимости от того, чью поверхность берем за основу в фите.

Сама процедура фита (оптимизации) поверхности потенциальной энергии заключалась в нахождении коэффициентов многочлена в формуле (2) прибавляемого к изначальным ППЭ, взятым нами из [6, 7] и получения для данной функциональной формы (2) минимального отклонения уровней энергии, рассчитанных с ней от экспериментальных. Программа фита, используя теоретические и экспериментальные уровни (по их разности (невязки)), подбирала коэффициенты многочлена (2), минимизируя стандартное отклонение теоретических уровней от экспериментальных, а затем программа DVR3D решала вариационную задачу, вычисляя уровни энергии с многочленом (2) и выдавая отклонение их значений от экспериментальных; для (2) мы задавали количество параметров-членов многочлена, добавляя или выбрасывая те члены, что давали наибольшую ошибку и придавая им определенный статистический вес, опять таки в зависимости от ошибки, и после процедура подбора коэффициентов и нахождения уровней энергии с новым многочленом повторялась с исключением из процедуры подгонки экспериментальных уровней с наибольшей невязкой, до тех пор пока мы не получали требуемого нами среднеквадратического отклонения теоретических уровней от экспериментальных.

Как и писалось ранее мы использовали мы использовали координаты Якоби с базисными функциями осциллятора Морзе. Результаты подгонки поначалу были неудовлетворительными: стандартное отклонение было около 0.4 см^{-1} . Исключив из подгонки примерно 20 процентов энергетических уровней, мы заметили, что по координате N–N Якоби сходимость решения уравнения Шредингера является далека от оптимальной. Тогда мы поняли, что основной причиной проблем с подгонкой было использование базисных функций осциллятора Морзе для связи N–N. Когда мы изменили базисные функции координаты r_2 с осциллятора Морзе на сферический осциллятор, нам удалось значительно улучшить стандартное отклонение аппроксимации. В частности, мы использовали осциллятор типа Морзе с параметрами 4.5, 0.2 и 0.008 для координаты r_1 и сферический осциллятор с параметрами 0, 0 и 0.4 для координаты r_2 .

Мы также используем 40, 50 и 60 точек сетки для двух радиальных и угловой координат рассеяния соответственно, при вычислении собственных значений со значением квантового числа полного углового момента $J = 0, 2, 5$ и конечной размерностью гамильтоновой матрицы, равной до 8000.

После окончательной процедуры подгонки нам удалось получить стандартное отклонение равное 0.019 см^{-1} с ППЭ оптимизированной нами с начальной ППЭ Хуанга, для набора из 261 экспериментального уровня энергии с $J = 0, 2$ и 5 , что составляет $91,3\%$ от всех имеющихся данных, а также 0.037 см^{-1} с ППЭ, оптимизированной нами с начальной ППЭ Шредера.

Теперь имея оптимизированные с высокой точностью ППЭ Хуанга и Шредера, а также поверхности дипольного момента, рассчитанную нами, а также поверхность дипольного момента Шредера [6], мы можем рассчитать интенсивности переходов (с основного колебательного состояния на состояние, указанное в колонке Band) результаты приведены в таблице, где Hp – оптимизированная ППЭ Хуанга, Ai – поверхность дипольного момента, Sch – оптимизированная ППЭ Шредера, а также если стоит после точки, то и его поверхность дипольного момента: разделение точкой обозначает с какой ППЭ (стоит до точки в названии колонки) и поверхностью дипольного момента (после точки) мы рассчитывали интенсивности, HITRAN – база данных для сравнения интенсивностей (размерность см/молекулу). Относительные погрешности расчета интенсивностей (за исключением небольшого количества отдельных переходов) составили единицы процентов, что сопоставимо с экспериментальными погрешностями.

Табл.

Line	Freq.cm ⁻¹	Band	HITRAN, cm/mol	Hp.ai,%	Sch.ai, %	Hp.Sch, %	Sch.Sch, %
R 4	4.1900	0000	8.31E-24	56.2	38.5	13.6	2.4
R 8	7.5416	0000	4.32E-23	55.7	38.1	13.3	1.1
R 4	1172.3495	0200	2.77E-21	1.3	2.9	0.5	2.1
R 8	1175.7552	0200	4.52E-21	1.4	3.0	0.6	1.3
R 4	1289.0406	1000	8.23E-20	1.9	2.5	-1.1	-1.4
R 8	1292.2870	1000	1.34E-19	1.8	2.5	-1.2	-1.2
R 4	2326.8111	0400	2.29E-22	5.7	-7.2	4.2	-9.3
R 8	2330.2577	0400	3.70E-22	5.1	-7.6	3.7	-9.8
R 4	2466.1605	1200	2.65E-21	6.2	4.1	5.1	2.2
R 8	2469.4599	1200	4.31E-21	6.2	4.1	5.2	2.0
R 4	2567.4273	2000	1.19E-20	1.2	1.4	0.0	-0.4
R 8	2570.5747	2000	1.92E-20	1.0	1.1	-0.2	-1.0
R 4	3625.1260	1400	3.88E-23	6.2	-0.5	4.0	-3.4
R 8	3628.4623	1400	6.29E-23	5.6	-1.0	3.4	-4.0
R 4	3752.3612	2200	3.25E-22	2.4	0.7	0.9	-1.8
R 8	3755.5516	2200	5.28E-22	1.9	0.3	0.5	-2.1
R 4	3840.4155	3000	7.14E-22	1.5	1.4	0.6	-0.5
R 8	3843.4763	3000	1.15E-21	1.1	1.0	0.2	-1.2
R 4	4771.3396	1600	3.53E-25	-5.7	-7.2	-7.1	-9.7
R 8	4774.7042	1600	5.77E-25	-5.6	-7.0	-7.0	-9.5
R 4	4915.1220	2400	4.23E-24	3.4	0.5	1.2	-2.6
R 8	4918.3457	2400	6.90E-24	3.2	0.3	0.9	-2.7

R 4	5030.3546	3200	2.40E-23	0.9	0.3	-1.0	-2.3
R 8	5033.4295	3200	3.90E-23	0.9	0.3	-1.0	-2.5
R 4	5109.6882	4000	2.48E-23	0.5	1.1	-0.6	-1.1
R 8	5112.6830	4000	4.02E-23	0.3	0.9	-0.8	-1.0
R 4	6196.3380	3400	4.19E-25	-0.3	-1.1	-1.5	-3.3
R 8	6199.4436	3400	6.85E-25	-0.2	-1.0	-1.4	-3.2
R 4	6299.4395	4200	1.48E-24	0.1	0.8	-1.6	-1.9
R 8	6302.3948	4200	2.41E-24	0.2	0.9	-1.5	-1.8

- [1] Gordon I. E. et al. // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2022. Vol. 277. P. 107949.
[2] Rubin M. et al. // Mol. Phys. 2022. 120. e2063769.
[3] Odintsova T. et al. // J. Chem. Phys. 2017. 146. 244309.
[4] Polyansky O. L. et al. // Rev. Lett. 2015.114. 243001.
[5] Mizus I.I. et al. // Phil. Trans. Royal Soc. London. 2018. A 376. 20170149.
[6] Schroder B., Sebald P., Stein C., Weser O., Botschwina P. Challenging high-level ab initio rovibrational spectroscopy: The nitrous oxide molecule. // Z. Phys. Chem. 2015.
[7] Huang X., Schwenke D.W. Mol. Phys. 2023. 126 in preparation.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛАЗЕРНЫХ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ С ПОМОЩЬЮ СОВРЕМЕННЫХ ПРОГРАММНЫХ ПАКЕТОВ

И.Ю. Перунин

ООО «Мелситек»

В работе описаны некоторые способы расчета оптических систем и применения программного пакета ZEMAX для их моделирования.

Ввод лазерного излучения в волокно. Параметр качества пучка. Для оценки возможности ввода данного лазерного пучка в волокно применяется так называемый параметр качества пучка (Beam Parameter Product, BPP) [1,2]. Он определяется как:

$$BPP_B = \frac{d_B}{2} \times \frac{\theta}{2} [\text{мм} * \text{мрад}], \quad (1)$$

где d_B – диаметр пучка в перетяжке в мм, θ_B – расходимость пучка в мрад.

Для оптического волокна максимально возможный вводимый BPP лазерного пучка можно вычислить как:

$$BPP_f = 500 \times d_f \times NA [\text{мм} * \text{мрад}], \quad (2)$$

где d_f – диаметр волокна в мм, NA – числовая апертура волокна. BPP для разных типов волокон показаны в табл. 1.

Табл. 1

Диаметр, мкм	NA=0,11	NA=0,22	NA=0,36
100	5,5	11	18
200	11	22	36
400	22	44	72
800	44	88	144
1000	55	110	180

BPP диодной линейки (ДЛ). Возьмем хар-ки (табл. 2) одной из коммерчески доступных диодных лазерных линеек [3] с длиной волны 806 нм и мощностью 40 Вт.

Табл. 2

число эмиттеров, n	19
ширина эмиттера, d_{SA} , мкм	150
период эмиттеров (pitch), p , мкм	500
расходимость FA(быстрая ось, 95% power), Q_{FA} , °	65
расходимость SA(медл. ось, 95% power), Q_{SA} , °	7
высота излучающей области, l_{FA} , мкм	2

Длина излучающей области:

$$d_B = \frac{(n - 1) \times 500 + d_{SA}}{1000} = 9,15 \text{ мм}. \quad (3)$$

Максимальный угол расходимости:

$$\theta_B = \sqrt{Q_{SA}^2 + Q_{FA}^2} = 65,4^\circ = 1140 \text{ мрад}. \quad (4)$$

$$BPP_{LD} = d_B/2 \times \theta_B/2 = 2607 \text{ мм} \times \text{мрад.} \quad (5)$$

При сравнении BPP_{LD} и BPP волокон из табл. 1, очевидно, что исходный пучок от линейки просто так ввести в волокно диаметром < 1 мм невозможно. Для улучшения BPP лазерного пучка ДЛ применяется специальная оптика.

Применение микрооптики для улучшения ВРР. Коллимационный модуль (КМ). КМ представляет из себя сборку из линзы для коллимации быстрой оси ДЛ (FAC) и массива цилиндрических линз (SAC) для коллимации медленной оси отдельных эмиттеров. Рассмотрим хар-ки ДЛ с установленным коммерчески доступным [4, 5] КМ с EFL FAC=0,6 мм, EFL SAC= 3 мм, в табл. 3:

Табл. 3

Параметр	Новая величина	Значение
Ширина FA	$\theta_{FA} \times f_{FA}$	0,68 мм
Ширина SA	$\theta_{SA} \times f_{SA} \times n \approx n * pitch$	9,5 мм
Расх. FA	d_{FA}/f_{FA}	3,3 мрад
Расх. SA	d_{SA}/f_{SA}	50 мрад

$$BPP_{CM} = \frac{1}{4} \sqrt{(\theta_{FA} f_{FA})^2 + (p \times n)^2} \sqrt{\left(\frac{d_{FA}}{f_{FA}}\right)^2 + \left(\frac{d_{SA}}{f_{SA}}\right)^2} \approx 120 \text{ мм} * \text{мрад.} \quad (6)$$

Т.о. пучок становится пригоден для ввода в волокно диаметром 1,1 мм, NA=0,22. Дальнейшее улучшение ВРР можно произвести, например, за счет масштабирования пучка по осям, или других способов с применением микрооптики [6].

Применение микрооптики для улучшения ВРР. Beam transformation system (BTS). BTS представляет из себя комбинацию линзы FAC и 45°-го массива цилиндрических линз (рис. 1) для поворота отдельных пучков из эмиттеров на 90°. Т.о. после коллимации быстрой оси меняется расходимость пучков между осями. После BTS требуется еще одна линза для коллимации медленной оси [7].

Используем параметры коммерчески доступной BTS с EFL FAC =0,36 мкм [8, 9]. EFL SAC оставим в качестве параметра. Хар-ки ДЛ с BTS:

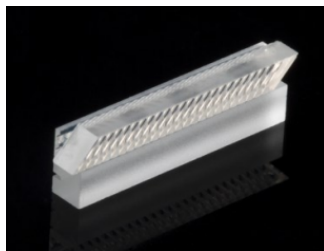


Рис. 1

Табл. 4

Параметр	Новая величина	Расчет
Ширина FA	$n * pitch$	9,5 мм
Ширина SA	$\theta_{SA} \times f_{SA}$	$0,122 f_{SA}$ мм
Расх. FA	d_{FA}/f_{FA}	5,5 мрад
Расх. SA	d_{SA}/f_{SA}	$0,150/f_{SA}$ мрад

$$BPP_{BTS} = \frac{1}{4} \sqrt{9,5^2 + (0,122f_{SA})^2} \sqrt{5,5^2 + \left(\frac{150}{f_{SA}}\right)^2}. \quad (7)$$

Построим зависимость BPP от f_{SA} , рис. 2. Как видно, теперь излучение вполне может быть введено в волокна $NA=0,22$, $\varnothing 400$ мкм и меньше. Окончательный подбор SAC следует осуществлять в комплексе с оптикой для ввода излучения.

Моделирование диодной линейки в ZEMAX. Для задания диодной линейки используется источник Source Diode. Выходные параметры модели можно контролировать с помощью детекторов – Detector Polar для углового распределения (рис. 3), Detector Rectangle для пространственного (рис. 4).

Моделирование оптики (рис. 5). Линза FAC может быть использована из стандартной библиотеки поставщика (Lens Catalog). Линзы BTS задаются с помощью объекта Thoroidal Lens и объекта Array[10]. Линзы SAC также задается с помощью объекта Thoroidal Lens. Положение оптики определяется минимумом расходимости по соотв. оси. Оптическое волокно можно задать объектами Cylinder Volume и Annular Aspheric Lens (ядро и оболочка с соотв. коэфф. преломления [11]) или имитировать поглощающей диафрагмой (Detector Surface) и угловым детектором с соотв. волокну ограничениями диаметра и угловой апертуры.

Измерение BPP в модели. Размеры пучка можно определить, задав Detector Rectangle сразу после линзы SAC. Расходимость пучка можно определить, задав параксиальную линзу (Paraxial Lens) и измерив размер пучка в ее фокальной плоскости [12]. Для удобства можно использовать функцию оптимизации (Merit Function), задав в ней операторы для определения моментов распределения пучка по осям соотв. детекторов, рис. 6.

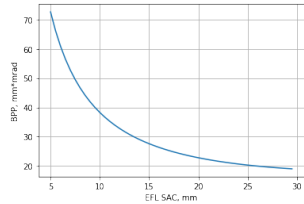


Рис. 2

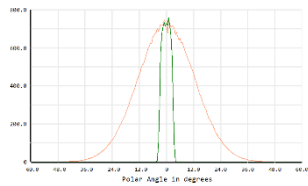


Рис. 3

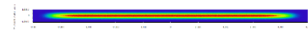


Рис. 4

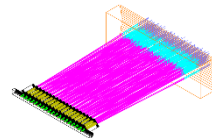


Рис. 5

Type	Surf	Det#	Pix#	Data	# Ignored	Spatial Frequency	Target	Weight	Value	% Contrib
1	NSDD	-1	0	0	0	0	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
2	NSTR	-1	0	0	0	0	1.0000	0.0000	0.0000	0.0000
3	NSDD	-1	6	-10	1	0	0.0000	0.0000	2.7399	0.0000
4	NSDD	-1	6	-11	1	0	0.0000	0.0000	0.4565	0.0000
5	NSDD	-1	8	-10	1	0	0.0000	0.0000	0.1103	0.0000
6	NSDD	-1	8	-11	1	0	0.0000	0.0000	0.2612	0.0000
7	PROB	-3							0.9595	0.0000
8	PROB	-4							1.8258	0.0000
9	PROB	-5							4.4114	0.0000
10	PROB	-6							10.4474	0.0000

вторые моменты
размеры пучка, мм
расходимости, мрад

Рис. 6

$$BPP_{BTS\ MODEL} = \frac{1}{4} \sqrt{9,5^2 + 1,83^2} \sqrt{4,4^2 + 10,45^2} = 27,4 \text{ мм} \times \text{мрад} \quad (8)$$

Эффективность ввода для волокон 200, 400 мкм, NA=0,22 представлена в табл. 5. Сечение пучка на торце волокна показано на рис. 7.

Практическое применение модели. В 2019-2022 году ООО «Мелситек» были спроектированы и изготовлены (рис. 8, линейки с микроптикой) лазерные модули с волоконным выходом на длинах волн 760, 808, 1060 нм, с выходной импульсной мощностью до 500 Вт [13].

Табл. 5

ВОЛОКНО, МКМ	ВВОД
200	69%
400	99,7%

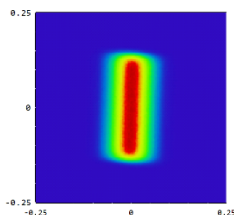


Рис. 7

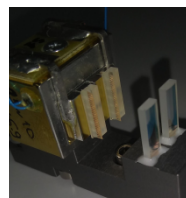


Рис. 8

- [1] Koenning T., Pandey R., etc. // Proc. SPIE 7918, High-Power Diode Laser Technology and Applications IX. 2011. P. 791809.
- [2] https://lahat.com/wp-content/uploads/2018/11/r3m_narrow_line_diode_laser_stacks.pdf
- [3] <https://www.jenoptik.com/-/media/websitedocuments/laser/bars-and-single-emitter/jdl-bab-30-19-808-te-40-1-0.pdf>
- [4] <https://www.focuslight.com/product/component/micro-optical-component/optical-module-assembly/collimation-module>
- [5] <https://ingeneric.com/optical-components/c-modules>
- [6] Ghasemi, Hantehzadeh, Sabbaghzadeh, etc. // Appl. Opt. 2011. Vol. 50 P. 2927.
- [7] Ma, Li, Liu, Shi, Xin and Zhang. // Proc. SPIE 5644, Optoelectronic Devices and Integration.
- [8] <https://www.focuslight.com/product/component/micro-optical-component/optical-module-assembly/beam-transformation-system>
- [9] <https://ingeneric.com/optical-components/beam-transformation>
- [10] Yu J., Guo L., Wu H., Wang Z., Gao S. and Wu D. // Opt. Express. 2016. Vol. 24 P. 19728.
- [11] Маругин А.В. Исследование характеристик волоконных световодов: Практикум. – Нижний Новгород: Нижегородский госуниверситет, 2011, 34с.
- [12] ГОСТ Р ИСО 11146-2-2008. Лазеры и лазерные установки (системы). Методы измерений ширины, углов расходимости и коэффициентов распространения лазерных пучков. Часть 2. Астигматические пучки. // Федеральное агентство по техническому регулированию. – Москва: Стандартинформ, 2010, 20 с.
- [13] Иванов Э.К., Святошенко Д.Е. // В кн.: Труды XXIV научной конференции по радиофизике. 13-31 мая 2020 г. / Ред. В.В. Матросов. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2020. С. 45.

ВЛИЯНИЕ ВНЕШНИХ АКУСТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ НА СПЕКТРАЛЬНО-ШУМОВЫЕ ПАРАМЕТРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА С БРЭГГОВСКОЙ ВОЛОКОННОЙ РЕШЕТКОЙ

Я.Н. Березина, А.В. Маругин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Одночастотные полупроводниковые лазеры с узкой линией генерации и минимальными шумами излучения – основа для современных систем оптической связи, спектроскопии и метрологии. Один из вариантов реализации такого излучателя представляет собой полупроводниковый лазер с внешней селективной обратной связью за счет использования волоконной брэгговской решетки [1]. В этом варианте селекция мод излучения осуществляется за счет формирования оптической обратной связи непосредственно в волоконном канале, используемом для вывода лазерного излучения (рисунк 1).

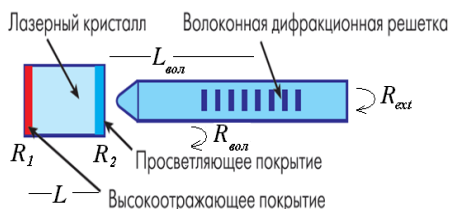


Рис. 1

Для эффективного применения лазеров данного типа в прецизионных оптических системах требуется обеспечить устойчивый одночастотный режим генерации. Специфика оптической конфигурации такого лазера заключается в том, что для эффективной связи активной среды лазера с внешней волоконной решеткой применяется дополнительное просветление торцевой поверхности, выполняющей функцию выходного зеркала лазерного резонатора, до значений коэффициента отражения по мощности $R_2 \approx 0,05$ (исходная величина френелевского отражения грани в полупроводниковом лазере $\sim 0,3$). Такое просветление обеспечивает конструктивное управление параметрами лазерного излучения за счет обратной оптической инжекции от внешнего волоконного плеча, но одновременно делает лазер уязвимым по отношению к шумовому воздействию, потенциально присутствующему в выходном канале.

В данной работе представлены результаты исследования влияния акустических (в том числе – и шумовых) факторов на параметры режима работы рассматриваемого излучателя, причем регулируемые по уровню источники такого воздействия в оптической конфигурации схемы были смоделированы в виде управляемых элементов, воздействующих на нерегулярные участки выходного волоконного световода. Целью проведенных исследований являлось определение количественных диапазонов значений параметров внешнего модулирующего воздействия, способных нарушить устойчивость лазерной генерации.

Математическая модель лазерного излучателя подобного варианта описывается хорошо известной структурой уравнения [2] следующего вида

$$\frac{dE}{dt} = \left(-i\omega_0 + \frac{\Delta G}{2}(1 - i\alpha) \right) E(t) + k_{ext} \cdot E(t - \tau). \quad (1)$$

Здесь $E(t)$ – амплитуда лазерной волны, ΔG – вариация усиления относительно порогового уровня, α – фактор уширения линии, k_{ext} – коэффициент обратной связи от внешнего плеча резонатора, τ – время задержки излучения во внешнем плече, определяемое элементами отражения в волоконном канале. Основным параметром, определяющим эффективность оптической обратной связи, является коэффициент.

$$k_{ext} = \frac{L_{вол}}{L}(1 - R_2) \sqrt{\frac{R_{ext}}{R_2}(1 + \alpha^2)}. \quad (2)$$

Величина этого параметра определяется отношением оптической длины внешнего волоконного плеча и собственной длины лазера, а также параметром R_{ext} , т.е. отраженной частью оптической мощности от внешнего элемента любой природы, в том числе (в нашем случае) – и выполняющих роль акустического (шумового) внешнего модулятора, влияющего в той или иной степени как на спектр излучателя, так и на уровень его амплитудных и частотных шумов.

В ходе эксперимента исследовалось поведение лазера в двух основных режимах работы излучателя – область стабильной одночастотной генерации, соответствующей оптимальному согласованию внутреннего и внешнего плеч лазерного резонатора, а также область неустойчивой генерации с тенденцией к многочастотному спектру, возникающей при рассогласовании технических параметров излучателя.

Для реализации модели внешнего акустического воздействия на характеристики лазера были реализованы два варианта чувствительного элемента во внешнем волоконном плече. В первом варианте (схема №1) излучение с торца волокна попадало без дополнительной оптики на отражающее зеркало на пьезоэлементе, вследствие чего некоторая часть лазерного пучка после отражения возвращалась в волоконный канал и далее – непосредственно в активный слой излучателя. Коэффициент обратной связи в данной схеме модулировался подачей напряжения на пьезоэлемент, вызывающий микросмещение зеркала. Второй вариант (схема №2) включал в себя отрезок выходного волокна в виде плотной намотки на пьезоцилиндре. В этом случае подача напряжения на пьезоцилиндр приводила к дополнительным оптическим потерям на этом участке волоконного канала, а также к модуляции длины внешнего резонатора в целом. Выбранные методики моделирования внешнего воздействия на волокно на акустических частотах, реализуемого с помощью НЧ-генератора, позволяли проводить калибровочные измерения в достаточно широком диапазоне значений величины обратной связи. Регистрация лазерного излучения в ходе эксперимента производилась с помощью встроенного фотодиода, расположенного вплотную с задней гранью лазерного резонатора. После этого обработка НЧ-спектра лазерного излучения производилась с использованием FFT-опции низкочастотного анализатора Rohde&Schwarz UPV. Для контроля оптического спектра использовался оптический анализатор ANDO AQ6317 с волоконным входом.

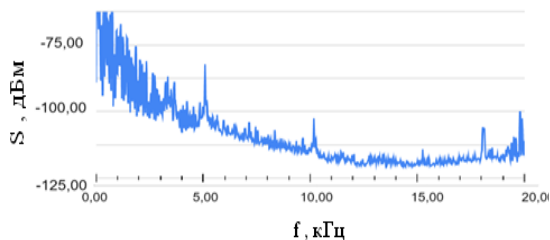


Рис. 2а

наблюдается компонента на частоте внешнего воздействия, при этом появление этой отметки над уровнем собственного амплитудного шума лазера появляется уже при уровне оптической обратной связи из волоконного канала $\sim 0,1$ нВт.

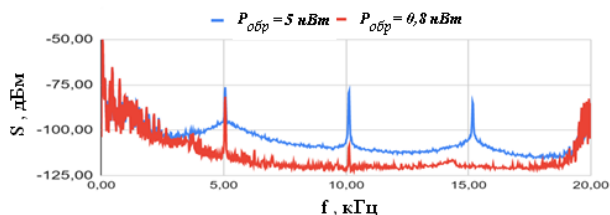


Рис. 2б

зер за счет внешней инъекции (до 20 нВт). В связи с этим инжектируемый внешний сигнал оказывает комплексное воздействие на характеристики излучателя. В НЧ-спектре проявлены нелинейные компоненты на кратных гармониках модулирующего сигнала, а также значительное увеличение уровня амплитудных флуктуаций лазерного излучения (более 20 дБ) практически во всем исследуемом диапазоне частот. Такой вид шумового спектра однозначно указывает на появление новых мод в излучении лазера, конкурентное сосуществование которых и вызывает такой значительный рост уровня флуктуаций.

В ходе экспериментов были измерены зависимости уровня шумового сигнала на частоте внешнего воздействия от уровня обратной оптической связи. На рисунках 3а и 3б показаны результаты измерений сигнала на частоте внешнего воздействия на волоконный канал $f \approx 5 \text{ кГц}$ во всем реализованном диапазоне уровней обратной связи для случая устойчивого одночастотного спектра генерации и лазера на границе неустойчивости, в схемах измерений №1 и №2, соответственно. В случае внешнего воздействия на лазер, находящийся на границы области устойчивости одномодового режима (рис.3б) шумовой спектр излучения демонстрирует отчетливый нестационарный характер, вызываемый стохастической природой процесса возникновения в спектре излучения дополнительных мод, сравнимых по мощности с основной. Для уровней обратной

В первой серии измерений с помощью акустического анализатора был снят НЧ-спектр лазерного излучения в случае, когда внешний элемент (схема №1) модулировался тональным сигналом на частоте ~ 5 кГц (рисунок 2а). Из представленного распределения видно, что в шумовом спектре излучения

На рисунке 2б представлены результаты аналогичных измерений в схеме №2 (катушка с волокном, в котором смоделирована модуляция оптических потерь). В этом случае расчеты демонстрируют возможность реализации более широкого динамического диапазона воздействия на лазер

связи, превышающим 0,1 нВт возникает типичный многочастотный режим генерации с увеличенным уровнем шумов в излучении.

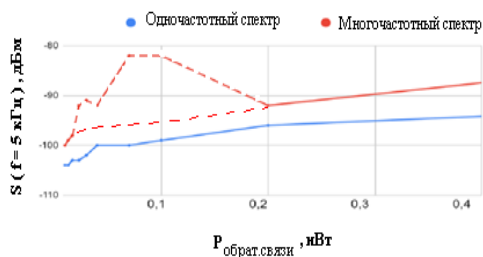


Рис. 3а

отсутствие резких пороговых эффектов, но в то же время говорят о том, что уже при внешней инжекции на уровне порядка 0, 02 нВт в силу высокого усиления в активном слое полупроводниковой среды возможно изменение спектрально-шумовых параметров излучения, и прежде всего – нарушение режима одночастотности.

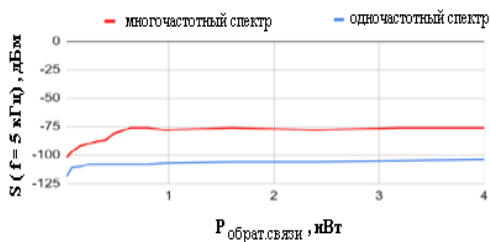


Рис. 3б

ных отражений во внешнем выходном волоконном канале излучателя. С другой стороны, проведенный комплекс исследований показывает, что рассмотренная конфигурация лазера может лечь в основу чувствительного и малогабаритного датчика с выносным волоконным зондом в системах контроля, например, доплеровского контроля движущихся объектов или сред [3].

- [1] Дураев В.П., Неделин Е. Т., и др. // Квант. Электроника. 2001. Т. 31, № 6. С. 529.
 [2] Lang R. and Kobayashi K. // 1980. Vol. 16, No. 3. P. 347.
 [3] Gordin A.I. and Marugin A.V. // J. Opt. Technol. 2018. Vol. 85. P.197.

В целом проведенные исследования показали весьма высокую чувствительность лазера с внешним волоконным плечом резонатора по отношению к регулярным или шумовым (паразитным) акустическим источникам в волоконном выходном канале излучателя. Приведенные графики демонстрируют

ДИНАМИКА Tm^{3+} :YAP ЛАЗЕРА С ПАССИВНЫМ ЗАТВОРОМ

О.Г. Кашуркин, С.В. Курашкин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Tm^{3+} :YAP лазер является одним из представителей семейства твердотельных лазеров двухмикронного диапазона, активными средами которых являются кристаллы YAG, YLF, YAP легированные трехвалентными ионами тулия и гольмия. Кристаллические лазеры диапазона 1.8 – 2.1 мкм. имеют множество применений в спектроскопии, лазерной медицине, обработке материалов, а также, широко используются в качестве источников накачки лазерных сред на основе халькогенидов цинка и кадмия, легированных ионами переходных металлов (в частности, хромом и кобальтом) [1].

Схемное решение «активный элемент Tm^{3+} : YAP + пассивный затвор» может оказаться продуктивной концепцией надежной и компактной лазерной системы двухмикронного диапазона малой или средней мощности. Использование в качестве пассивного затвора (ПЗ) поликристаллов Cr^{2+} :ZnSe, технология изготовления которых хорошо отработана в нашей стране [2], в сочетании с высокой экономической доступностью лазерных диодов накачки диапазона 792 – 795 нм, делает подобное решение относительно недорогим и технически реализуемым на отечественной базе микроэлектронной и лазерной промышленности.

В данной работе были проведены исследования генерационных характеристик и динамики лазера на кристалле Tm^{3+} :YAP с пассивным модулятором добротности на насыщающемся поглотителе Cr^{2+} :ZnSe.

Оптическая схема лазера

В ходе работы был создан экспериментальный стенд Tm^{3+} :YAP лазера с пассивным затвором, оптическая схема которого представлена на рис. 1.

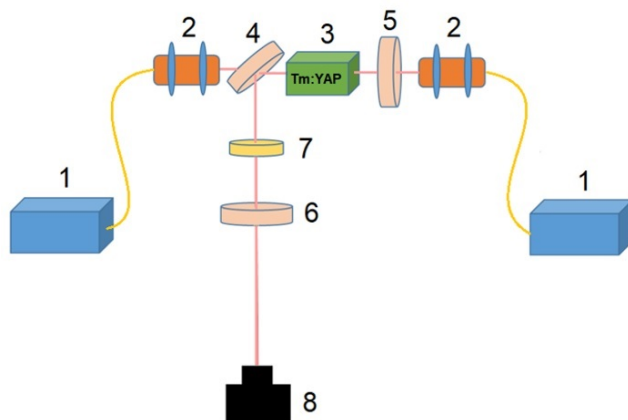


Рис. 1

Под номерами на рисунке обозначены: 1 – линейки лазерных диодов накачки с волоконным выходом ($\lambda=795$ нм), 2 – линзовые конденсоры, 3 – активный элемент $Tm^{3+}:YAP$ (5 ат.%) $\varnothing 5 \times 8$ мм, 4 – дихроичное поворотное зеркало, 5 – глухое зеркало, 6 – выходное зеркало, 7 – пассивный затвор $Cr^{2+}:ZnSe$, 8 – калориметрический измеритель мощности.

В ходе предварительных экспериментов в качестве пассивных затворов были отобраны два образца поликристаллического селенида цинка, легированного ионами Cr^{2+} . Образцы представляли собой полированные диски диаметром 25 мм и толщиной около 3 мм. Спектры пропускания затворов $Cr^{2+}:ZnSe$ в интересующем диапазоне длин волн представлены на рис. 2.

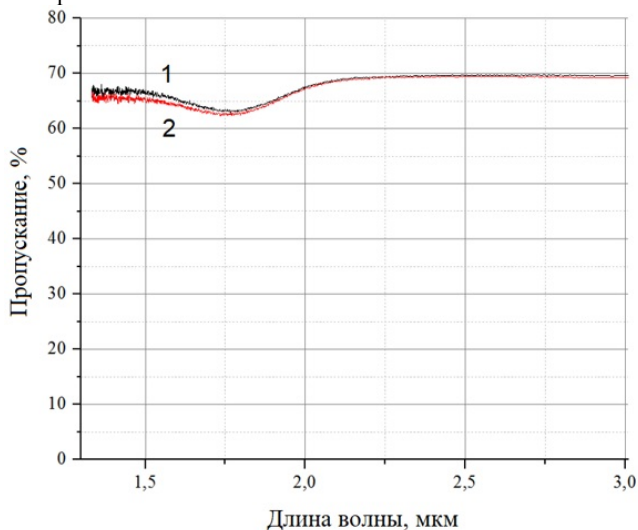


Рис. 2

Как видно из рисунка, помещение каждого из этих ПЗ в оптический резонатор лазера приводит к сильному повышению уровня неселективных потерь, вызванных френелевскими потерями на отражение от торцов элемента, а также к дополнительным потерям на поглощение (около 3 – 4%) на длине волны 1937 нм. С одной стороны, высокие неселективные потери снижают общую эффективность генерации в режиме модулированной добротности, с другой стороны – способствуют повышению уровня инверсии в активной среде и, как следствие, приводят к генерации короткого высокоэнергетичного импульса.

Генерационные характеристики $Tm:YAP$ лазера с ПЗ

В режиме свободной генерации (без ПЗ) максимальная выходная мощность $Tm:YAP$ лазера составляла около 2.5 Вт. Спектр генерации имел максимум на длине волны 1937 нм с шириной на полувысоте около 1 нм. Излучение представляло собой набор хаотичных во времени пичков длительностью 4 – 6 мкс.

Выходные характеристики тулиевого лазера с пассивным затвором $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ исследовались для трех значений пропускания выходного зеркала резонатора: 8%, 15% и 20%. На рис. 3 представлены частотно-временные параметры работы лазера в зависимости от тока накачки. Следует отметить, что ток накачки в данном случае прямо пропорционален средней мощности накачки.

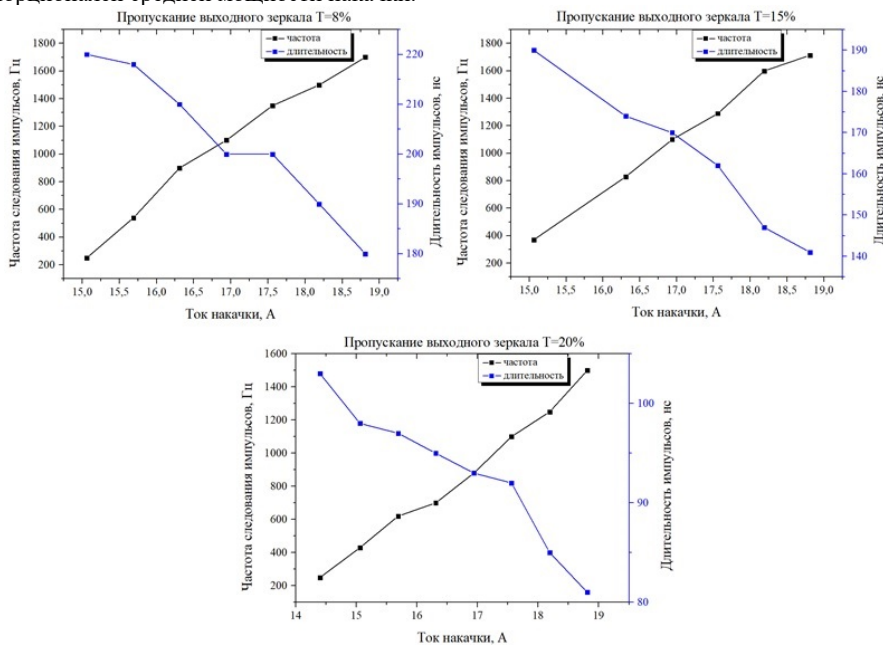


Рис. 3

Анализируя полученные результаты, можно отметить общую тенденцию – с увеличением уровня накачки происходит возрастание частоты следования импульсов генерации с одновременным сокращением их длительности. Как и ожидалось, импульсы минимальной длительности (до 80 нс) были получены при использовании выходного зеркала с наибольшим пропусканием на длине волны генерации.

Расчитанные на основании данных о средней мощности, длительности и частоте следования импульсов, величины энергии и мощности в импульсе в зависимости от тока накачки представлены на рис. 4.

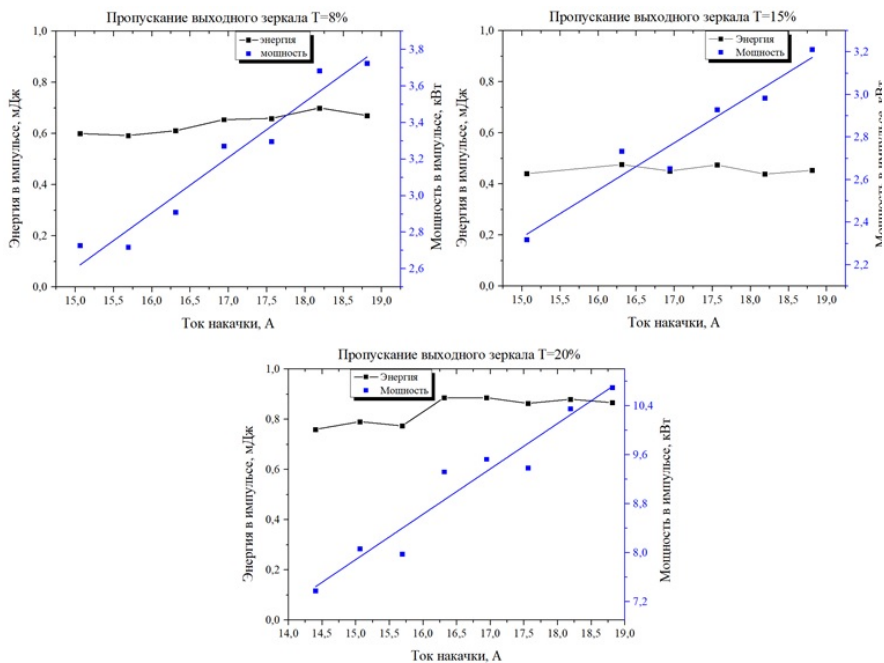


Рис. 4

Как видно из рис. 4 энергия, запасенная в импульсе генерации, остается практически неизменной при разных уровнях накачки. Подобная динамика лазера с пассивной модуляцией добротности отличает его от лазера с активной модуляцией добротности, для которого характерен пропорциональный рост энергии в импульсе с ростом уровня накачки.

В результате работы был создан Tm^{3+} :YAP лазер с пассивной модуляцией добротности на основе ПЗ Cr^{2+} :ZnSe. Максимальные энергия и мощность в импульсе генерации составили 0,9 мДж и 10,7 кВт при частоте следования порядка 1,5 кГц. Полученные результаты свидетельствуют о том, что тулиевый лазер с пассивным затвором на поликристалле Cr^{2+} :ZnSe может служить более простой и дешевой альтернативой лазерам с акусто-оптическим или электрооптическим модулятором добротности.

- [1] DeLoach L.D., Page R.H., Wilke G.D., Payne S.A., Krupke W.F. // IEEE J. Quantum Electron. 1996. Vol. 32, No. 6. P. 885.
- [2] Balabanov S.S., Gavrishchuk E.M., Ikonnikov V.B., Rodin S. A., Savin D.V. // Method for producing doped chalcogenide zinc. Russian Patent Application. 2014. RU 2 636 091 C1.

АНАЛИЗ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ КВАНТОВЫХ КАСКАДНЫХ ЛАЗЕРОВ СРЕДНЕГО ИК-ДИАПАЗОНА В ЗАДАЧАХ ГАЗОВОГО МОНИТОРИНГА

И.В. Лапшин, А.В. Маругин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Квантовые каскадные лазеры (ККЛ) представляют собой униполярные инжекционные излучатели, работающие на внутризонных переходах и выполненные на основе квантоворазмерных гетероструктурных решеток [1, 2]. Диапазон рабочих длин волн этих излучателей перекрывает к настоящему времени практически всю область среднего ИК-диапазона, а возможность применения технологии распределенной обратной связи (DFB) позволяет надеяться на устойчивый одночастотный режим генерации в условиях импульсной накачки [3]. Колебательно-вращательные переходы простейших молекулярных соединений, представляющих интерес для количественного анализа, лежат в ближней и средней ИК-области спектра и могут быть зарегистрированы методом модуляционной спектроскопии с применением ККЛ в качестве источника накачки. При этом преимуществом лазерной спектроскопии среднего ИК-диапазона является наличие большого числа обертонов колебаний исследуемых газов, что позволяет подбором и перестройкой длины волны ККЛ легко отстроиться от мешающих спектральных линий.

Основной проблемой, решаемой при создании каскадных лазеров в рамках отечественного производства, является задача минимизации внутренних потерь и, соответственно, пороговых токов накачки при рабочей температуре $T=300^{\circ}\text{K}$. Существовавшие до последнего времени опытные образцы отечественных каскадных лазеров из-за высоких плотностей рабочих токов ($5 - 10 \text{ кА/см}^2$) были способны работать только при криогенном охлаждении ($T \sim 77 \text{ K}$), выявляя при этом значительный разогрев активной зоны (до $30 - 50 \text{ K}$), что приводило в свою очередь к нестабильности спектральных характеристик излучателей. Использование преимуществ МОС-гидридной эпитаксии привело к появлению достаточно эффективных отечественных каскадных лазеров (производства ФТИ им. А.Ф.Иоффе) на гетероструктуре InGaAs/AlInAs ($\lambda \approx 4,5 - 8 \text{ мкм}$), работающих при импульсной накачке при температурах, близких к комнатной [4]. Именно такие излучатели рассмотрены в данной работе как потенциальные источники зондирующего излучения в схемах лазерной абсорбционной спектроскопии.

В данной работе использовалась структура с активной областью с двухфононным опустошением на основе чередующихся слоев $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ (квантовая яма) и $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$ (квантовый барьер), согласованных по параметру решетки с подложкой InP [4]. Толщины ям и барьеров квантового каскада составляли **2.4/2.4/2.6/2.1/2.6/1.8/2.7/1.6/2.9/1.7/3.1/2.5/4.4/1.2/5.2/1.2/5.3/1.0/1.7/4.3** нм. В процессе эпитаксиального роста гетероструктуры ККЛ на подложке InP n-типа были последовательно выращены $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ толщиной 0.5 мкм, активная область, состоящая из 50 квантовых каскадов, и тонкий слой $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ толщиной 5 нм. Лазерный резонатор типа Фабри-Перо формировался сколами граней.

Нами проведены исследования опытных образцов указанных каскадных лазеров и проанализированы основные параметры, определяющие эффективность их использования в качестве источника зондирующего излучения в схеме абсорбционного спектрометра, предназначенного для анализа газовых молекулярных соединений.

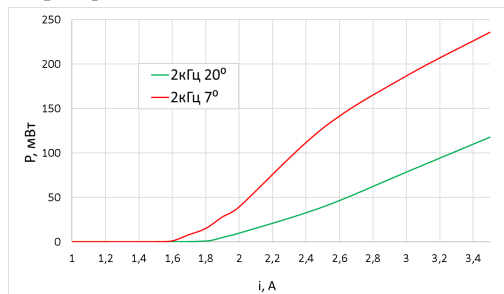


Рис. 1

уровнях внутренних оптических потерь.

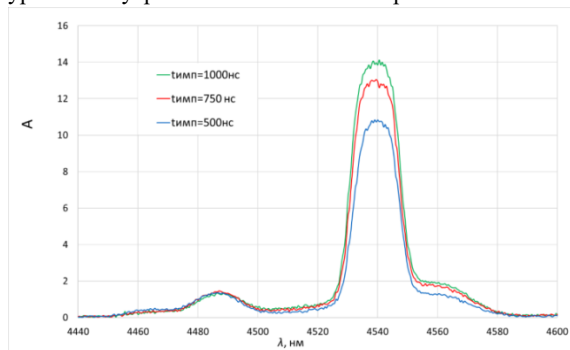


Рис. 2

проведенные спектральные измерения в условиях достаточного разрешения по спектру показывают наличие многочастотного спектра с межмодовым интервалом 1,0 нм. Как уже отмечено, особенностью существующих к настоящему времени каскадных лазеров среднего ИК-диапазона можно считать относительно высокий уровень пороговой плотности тока (несколько кА на см²). Относительно высокие значения токов накачки в пределах импульса тока (1,5 – 3 А) вызывают, таким образом, заметный разогрев образцов, что в свою очередь, приводит к свипированию частоты лазерной моды. Такой режим является вполне эффективным механизмом перестройки излучения, необходимой при создании на базе каскадного лазера модели спектрометра поглощения. Однако для формирования работоспособной схемы требуется количественное определение температурных зависимостей параметров, определяющих данный эффект.

На рис. 1 представлены ватт-амперные характеристики исследованных образцов, полученные в условиях импульсного режима генерации. Образцы каскадных лазеров выявили значения пороговых токов в диапазоне 1,3 – 1,7 А и уровни выходной мощности с грани до 300 – 500 мВт в импульсном режиме (100 нс, 5 кГц) с выходной дифференциальной эффективностью ~ 150 мВт/А, свидетельствующей о минимальных расчетных

Спектр генерации одного из образцов представлен на рисунке 2. В условиях использованной методики измерений на основе дифракционного спектрометра с рабочей решеткой 150 штр/мм и последующим синхронным детектированием была получена и представлена на рисунке огибающая спектрального распределения излучения без разрешения отдельных мод. Тем не менее, про-

Для оценки влияния температурного режима на параметры излучения каскадных лазеров были исследованы осциллограммы импульсов излучения. Фотоотклик на лазерный импульс регистрировался приемником на основе КРТ-фотодиода с постоянной времени $\tau \sim 20 \div 30$ нс. На рисунке 3 представлена осциллограмма оптического сигнала, соответствующая возбуждению каскадного лазера прямоугольными импульсами разной длительности (1000, 600 и 400 нс, соответственно).

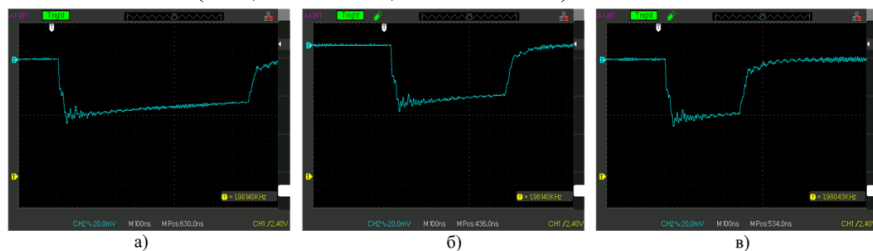


Рис. 3

Из приведенных осциллограмм видно, что возбуждение лазера токовым импульсом приводит к разогреву активного слоя, что выражается в медленном спадении оптического сигнала к концу импульса. Поскольку ток питания (за исключением переднего фронта) находится на постоянном уровне, спадание мощности можно интерпретировать как мгновенные изменения порогового тока излучателя из-за температурного сдвига. Известно, что температурная зависимость порогового тока в полупроводниковых квантоворазмерных лазерах аппроксимируется экспоненциальной зависимостью $\sim \exp(T/T_0)$, где параметр T_0 для каскадных лазеров этого типа составляет ~ 150 °К. Исходя из приведенных на рис. 3 осциллограмм мощности излучения, с учетом приведенной зависимости, можно утверждать, что наблюдаемый в пределах импульса рост порогового тока $\Delta I_{пор} \approx 0.1$ А соответствует температурному разогреву $\Delta T \approx 8 \div 10$ °К. Проведенные измерения показали, что на характер разогрева оказывает влияние только амплитуда рабочего тока, в то же время частота повторения импульсов не сказывается из-за достаточно высокой скважности. Такие соотношения параметров обеспечивают полное восстановление температуры излучателя в перерыве между импульсами, обуславливая долговременную устойчивость теплового режима лазера. Таким образом, определяющим фактором для эффекта разогрева активной области в условиях импульсной накачки являются условия теплоотдачи лазерной подложки, а рабочий диапазон температур и тип каскадного лазера сказываются в меньшей степени.

При использовании лазерных излучателей в качестве источника зондирующего излучения наиболее важной (помимо одночастотности спектра излучения) характеристикой становится скорость и диапазон температурной перестройки длины волны лазера в условиях импульсной накачки. Расчеты показывают, что при использовании длительности импульса накачки $\tau \approx 1000$ нс сдвиг длины волны лазерной моды, вызываемый температурной зависимостью показателя преломления активного слоя, составит $\Delta \lambda \approx 10$ нм. Такие величины диапазона свипирования частоты моды генерации в пределах одного импульса вполне достаточны для сканирования отдельной линии поглощения

колебательно-вращательного спектра газа с предшествующей более грубой подстройкой излучения на выбранную компоненту, например, за счет вариации рабочей температуры лазера. Если рассмотреть в качестве примера молекулу CO, имеющую вращательную комбинацию линий поглощения в диапазоне $\sim 4,6$ мкм, соответствующей длине волны генерации исследованного нами лазера, то величина вращательной константы, определяющей спектральное расстояние между линиями поглощения в этом газе, составляет для этой молекулы величину, эквивалентную ~ 7 нм [5]. При этом поглощение этой группы линий составляет $\sim 4 \cdot 10^{-19}$ см⁻¹/мол¹·см², что делает возможной регистрацию сигнала поглощения даже для зондирующего лазерного излучения с существенно меньшей интенсивностью, чем в нашем случае.

К сожалению, выявленная в ходе наших экспериментальных исследований многочастотность спектра генерации ККЛ не позволила реализовать наглядный эксперимент по регистрации поглощения в ячейке с указанным газом, однако проведенные исследования каскадных лазеров позволяют сделать вывод, что сочетание реализованной технологии выращивания структур данного типа с использованием распределенной обратной связи (DFB) приведет к реализации макета лазерного спектрометра с хорошей чувствительностью по концентрации анализируемого газа.

Работа выполнена при поддержке национального проекта «Наука и университеты» (проект FSWR-2021-012) за счёт субсидии федерального бюджета на финансовое обеспечение государственного задания на выполнение научно-исследовательских работ.

- [1] Faist J., Capasso F., Sivco D.V. et al // Science. 1994. Vol. 264. P. 553.
- [2] Андронов А.А., Гордин А.И., Зинченко Д.И. и др. // Известия ВУЗов. Радиофизика. 2003. Т. 46, № 8-9. С. 742.
- [3] Faist J., Gmachl C., Capasso F., Sirtori C., Sivco D. L., Baillargeon J. N. and Cho A. Y. // Appl. Phys. Lett. 1997. Vol. 70. P. 2670.
- [4] Babichev A.V. et al. // Tech. Phys. Lett. 2017. Vol. 43. P. 666.
- [5] Zhang Q., Hu J., Wei Y. et al. // Photonics. 2023. Vol. 10, No. 95. P. 10.

ИЗУЧЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК И ПОЛУЧЕНИЕ ЛАЗЕРНОЙ ГЕНЕРАЦИИ НА КРИСТАЛЛЕ Yb:YAG

Н.Г. Захаров¹⁾, В.И. Лазаренко¹⁾, Е.В. Салтыков¹⁾,
А.С. Сафронов¹⁾, Л.А. Данилова²⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ Филиал МГУ г. Сарове

Данная работа выполнена при поддержке национального проекта «Наука и университеты». Активный элемент представлял из себя кристалл с размерами 20*10*5 мм. Рабочие грани с размерами 20*5 мм. Результаты экспериментов показали возможность эффективного использования Yb:YAG в качестве активной среды для создания высокоэффективных лазерных систем. Также в статье приводится описание методики проведения экспериментов, исследованных характеристик кристалла, полученных результатов и их анализа. В целом, эта работа может быть полезной для специалистов в области лазерных технологий и будет интересна всем, кто интересуется физикой кристаллов и их применением в научных и практических целях.

Введение

В настоящее время лазеры с высокой средней мощностью, как импульсные, так и непрерывные, нашли применение не только в промышленности, медицине и телекоммуникациях, но и стали ключевым инструментом для проведения различных научных исследований в разных областях науки и техники [1]. Таким образом, твердотельный лазер на основе алюмо-иттриевого граната легированного трехзарядными ионами итербия Yb³⁺ (Yb:YAG) с использованием диодной накачки, является перспективным типом лазеров.

При создании твердотельных лазеров высокой средней мощности основная проблема заключается в тепловыделении в активном элементе, что может приводить к негативным тепловым эффектам, включая деградацию свойств. Разработка лазеров высокой средней мощности требует решения данной проблемы. Уменьшение нагрева активного элемента в данной работе достигается путем применения, в схеме построения, подвижной активной среды.

Методика эксперимента

Оптическая схема резонатора Yb:YAG лазера приведена на рис. 1. В качестве источника накачки использовалось непрерывное излучение диода с длиной волны $\lambda_{\text{нак}} = 940$ нм. Активный элемент имел просветлённые полированные торцы и был закреплён через индиевую фольгу в медный радиатор, который перемещался через излучение накачки. Вращение кристалла Yb:YAG осуществлял электромотор с частотой $\nu = 200 - 670$ об/мин, кристалл располагался на расстоянии 65 мм от оси вращения [2]. Пучок излучения диода накачки формировался в кристалле с помощью

коллиматора (1) из двух линз. Диаметр пучка излучения накачки в активном элементе Yb:YAG составлял $\varnothing_{\text{нак}} = 1,4$ мм.

Резонатор был образован двумя зеркалами. Входное дихроичное зеркало (2) имело высокое отражением на длине волны генерации 1030 нм и пропускание накачки на уровне $T = 97,6$ %. Выходное сферическое зеркало (3) с радиусом кривизны $R = 300$ мм имело коэффициент отражения на длине волны генерации 1030 нм $\rho \sim 70$ %, а на длине волны $\lambda_{\text{нак}} = 940$ нм ~ 99 %.

Диод накачки имел водяное охлаждение с температурой воды 13 °С, что позволяло иметь стабильную длину волны накачки $\lambda_{\text{нак}} = 940$ нм при максимальном токе накачки.

Результаты и обсуждения

Многомодовый режим, слэб №1

На рисунке 2 представлены зависимости мощности генерации от мощности накачки при разных частотах вращения активного элемента.

При частоте вращения активного элемента более 670 об/мин генерация отсутствовала. При частоте вращения 200-220 об/мин максимальный КПД составил $\eta = 39,8$ %, с мощностью генерации 191,4 Вт. При частоте вращения 400-420 об/мин максимальный КПД составил $\eta = 31$ %, с мощностью генерации 149 Вт. При частоте вращения 550-570 об/мин максимальный КПД составил $\eta = 22$ %, с мощностью генерации 106,3 Вт.

Одномодовый режим, слэб №1

В данной схеме максимальная падающая мощность составила 412,6 Вт вместо 480,6 Вт.

Пучок излучения диода накачки формировался в кристалле Yb:YAG с помощью коллиматора состоящих из двух линз, коллимирующая линза $f = 50$ мм и фокусирующая $f = 60$ мм. Диаметр пучка излучения накачки в активном элементе Yb:YAG составлял $\varnothing_{\text{нак}} = 1,2$ мм. На рисунке 3 представлена схема

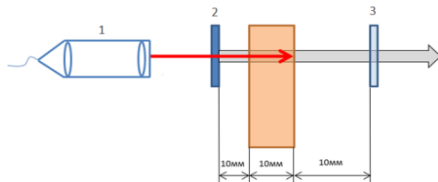


Рис. 1

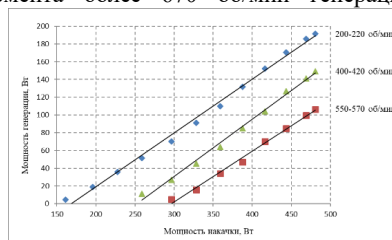


Рис. 2

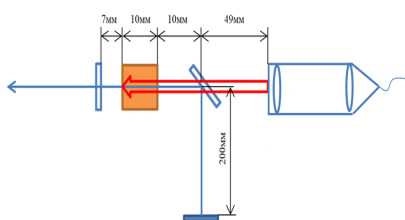


Рис. 3

накачки Yb:YAG лазера. Диаметр моды резонатора 0,8 мм.

На рисунке 4 представлены зависимости мощности генерации Yb:YAG лазера от падающей мощности накачки с разными добротностями резонатора. Выходные зеркала имели радиус кривизны $R = 300$ мм с отражением на длине волны накачки $\rho = 70\%$ и $\rho = 50\%$.

С зеркалом $\rho = 70\%$ максимальный КПД составил $\eta = 32,6\%$, с мощностью генерации 134,6 Вт. С зеркалом $\rho = 50\%$ максимальный КПД составил $\eta = 24,2\%$, с мощностью генерации 99,9 Вт.

Одномодовый режим, слэб №2 + слэб №3

В ходе экспериментов выяснилось следующее: слэб №1 имеет клиновидность рабочих поверхностей и при установке в пару к нему слэба №2 (в котором клин отсутствует) в настроенный резонатор удвоения выходной средней мощности не происходит, мощность увеличивается незначительно. Отдельно слэб №2 с отсутствующим клином показывает лучшие результаты, чем слэб №1. Соответственно описанные выше результаты могут быть лучше если использовать один слэб №2 (примерно на 15%). Слэб №3 тоже имеет клин, но он меньше чем у слэба №2. Принято решение установить пару слэбов №2 и №3.

На рисунке 5 представлена зависимость мощности генерации Yb:YAG лазера с двумя слэбами от падающей мощности накачки. Максимальный КПД составил $\eta = 34,4\%$, с мощностью генерации 142 Вт.

Заключение

Таким образом, в ходе экспериментов были получены следующие результаты для слэба №1: оптимальное значение допустимой частоты вращения составило 200-220 об/мин, при этом максимальный КПД составил $\eta = 39\%$, с мощностью генерации 191,4 Вт. В одномодовом режиме, при использовании зеркала $\rho = 70\%$ максимальный КПД составил $\eta = 32,6\%$, с мощностью генерации 134,6 Вт. С зеркалом $\rho = 50\%$ максимальный КПД составил $\eta = 24,2\%$, с мощностью генерации 99,9 Вт.

Так же представлены результаты для комбинации слэбов №2+№3. В одномодовом режиме максимальный КПД составил $\eta = 34,4\%$, с мощностью генерации 142 Вт.

Благодаря механическому удалению активной среды из области накачки и генерации, удалось достигнуть уменьшения ее нагрева, что существенно уменьшило влияние тепловых эффектов и повысило максимальный КПД.

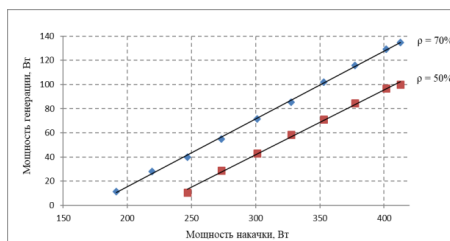


Рис. 4

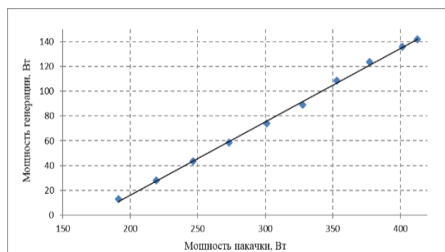


Рис. 5

Работа выполнена при поддержке национального проекта «Наука и университеты» (проект FSWR-2021-012) за счёт субсидии федерального бюджета на финансовое обеспечение государственного задания на выполнение научно-исследовательских работ.

[1] <https://ipfran.ru/files/293/2016-kuznetsov-diss.pdf>

[2] Moskalev I., Mirov S., Mirov M., Vasilyev S., Smolski V., Zakrevskiy A., Gapontsev V. // Optics Express. 2016. Vol. 24, No. 18. P. 21090.

Секция «Квантовая радиофизика и лазерная оптика»

Заседание секции проводилось 24 мая 2023 г.
Председатель – А.В. Маругин, секретарь – К.Э. Сумачев.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXVII научной конференции по радиофизике

**СЕКЦИЯ
«ЭЛЕКТРОНИКА»**

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

РАСЧЕТ НЕЛИНЕЙНЫХ ИСКАЖЕНИЙ В ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОМ УСИЛИТЕЛЕ НА БАЗЕ КОРОТКОКАНАЛЬНЫХ ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ

И.С. Дубинин, А.С. Пузанов, Е.А. Тарасова

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Требования к скорости приема и передачи данных неуклонно растут, что требует расширения полосы пропускания канала связи и его смещения в область все более высоких частот, например в W-диапазон. На уровне отдельных транзисторов, входящих в состав приемно-передающих узлов радиоэлектронной аппаратуры, улучшение частотных характеристик достигается путем сокращения длины канала, а также увеличения подвижности электронов за счет реализации в канале эффекта поперечного квантования волнового вектора [1, 2]. В работе [3] предложена аналитическая модель расчета вольтамперных характеристик короткоканального транзистора. Теоретически показано, что ток насыщения короткоканального транзистора пропорционален разности напряжения на затворе и порогового напряжения в степени $3/2$, что отличается от традиционной квадратичной зависимости для длинноканальных структур [4, 5].

Существенно различное поведение вольтамперных характеристик коротко- и длинноканальных транзисторов сказывается на характеристиках устройств на их основе, в частности малощумящих усилителей. В предыдущих работах [6-10] проанализировано влияние конструкции транзисторов на область линейности их вольтамперных характеристик в длинноканальном приближении, а также проведен расчет нелинейных искажений в усилителях на их основе. В данной работе построена простая численная модель дифференциального усилителя на короткоканальных транзисторах, основанная на решении системы нелинейных алгебраических уравнений.

Математическая модель

Выходные вольтамперные характеристики полевых транзисторов существенно различаются при $0 < U_{ds} < U_{gs} - U_{th}$ – линейный режим и $0 < U_{gs} - U_{th} < U_{ds}$ – режим насыщения, где U_{gs} – напряжение затвор-исток, U_{ds} – напряжение сток-исток, U_{th} – пороговое напряжение.

Выходные вольтамперные характеристики короткоканального транзистора описываются выражением [3]

$$I_d(U_{gs}, U_{ds}) = 2\mu C \frac{W}{L} \sqrt{\varphi_0} \left((U_{gs} - U_{th} + \frac{2}{3} \varphi_0) (\sqrt{U_{ds} + \varphi_0} - \sqrt{\varphi_0}) - \frac{U_{ds}}{3} \sqrt{U_{ds} + \varphi_0} \right) \text{ при } 0 < U_{ds} < U_{gs} - U_{th}, \quad (1)$$

$$I_d(U_{gs}) = 2\mu C \frac{W}{L} \sqrt{\varphi_0} \left(\left(U_{gs} - U_{th} + \frac{2}{3} \varphi_0 \right) \left(\sqrt{U_{gs} - U_{th} + \varphi_0} - \sqrt{\varphi_0} \right) - \frac{U_{gs} - U_{th}}{3} \sqrt{U_{gs} - U_{th} + \varphi_0} \right) \quad (2)$$

при $0 < U_{gs} - U_{th} < U_{ds}$,

где μ – подвижность электронов в слабом электрическом поле, C – удельная емкость затвора, W – ширина канала, L – длина канала, φ_0 – величина, имеющая размерность напряжения и описывающая влияние рассеяния электронов на фонах, заряженных и незаряженных примесях.

Выходные вольтамперные характеристики длинноканального транзистора описываются выражением [4, 5]

$$I_d(U_{gs}, U_{ds}) = \mu C \frac{W}{L} \left((U_{gs} - U_{th}) U_{ds} - \frac{U_{ds}^2}{2} \right) \quad (3)$$

при $0 < U_{ds} < U_{gs} - U_{th}$,

$$I_d(U_{gs}) = \frac{1}{2} \mu C \frac{W}{L} (U_{gs} - U_{th})^2 \quad \text{при } 0 < U_{gs} - U_{th} < U_{ds}. \quad (4)$$

Для расчета зависимости выходного напряжения дифференциального усилителя от входного напряжения решалась система нелинейных алгебраических уравнений в виде

$$\begin{cases} U_{out} = (I_d(U_{gs1}) - I_d(U_{gs2})) \cdot R_d \\ U_{in} = U_{gs1} - U_{gs2} \\ I_{ss} = I_d(U_{gs1}) + I_d(U_{gs2}) \end{cases}, \quad (5)$$

где R_d – нагрузочное сопротивление, I_{ss} – суммарный ток истока. В зависимости от длины канала для $I_d(U_{gs})$ использовалась зависимость (2) или (4). В ходе расчетов предполагалось $\mu = 9300 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$, $C = 3,8 \cdot 10^{-7} \text{ Ф/см}^2$, $W/L = 566$, $U_{th} = 0,75 \text{ В}$, $R_d = 8,9 \text{ Ом}$, $I_{ss} = 0,5625 \text{ А}$, $\varphi_0 = 0,1 \text{ В}$.

Результаты и их обсуждение

Семейство выходных вольтамперных характеристик длинноканального транзистора приведено на рис. 1, короткоканального – на рис. 2. Видно, что линейная область длинноканального транзистора отделена от области насыщения квадратичной зависимостью, короткоканального – зависимостью $3/2$. Это приводит к уменьшению тока насыщения короткоканального транзистора по сравнению с длинноканальным.

Нагрузочная прямая (---) построена для напряжения питания дифференциального усилителя $U_{dd} = 5 \text{ В}$ и лежит в области насыщения транзисторов для диапазона напряжений на затворе $U_{th} < U_{gs} < 1,44 \text{ В}$.

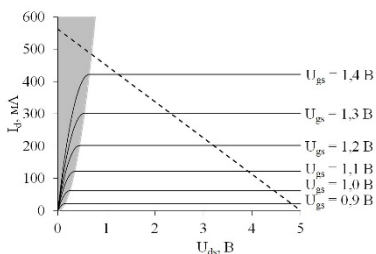


Рис. 1

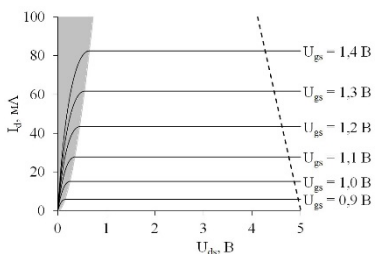


Рис. 2

Зависимости напряжения на выходе дифференциального усилителя и его коэффициента усиления от напряжения на входе представлены на рис. 3 для длинноканального транзистора и на рис. 4 для короткоканального транзистора. Получено, что малосигнальный коэффициент усиления для дифференциального усилителя на длинноканальных транзисторах выше и составляет 9,4 против 6,4 для дифференциального усилителя на короткоканальных транзисторах. При этом диапазон линейного усиления выше для дифференциального усилителя на короткоканальных транзисторах, однодецибелльная точка компрессии составляет 0,78 В против 0,48 В для дифференциального усилителя на длинноканальных транзисторах.

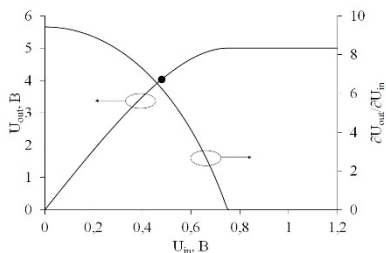


Рис. 3

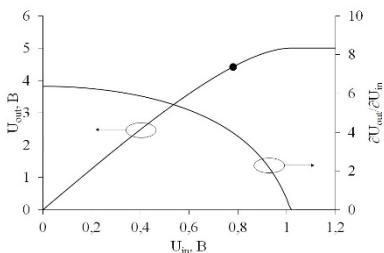


Рис. 4

Предложенная модель дифференциального усилителя на короткоканальных транзисторах может быть распространена на структуры, изготовленные по технологии «кремний на изоляторе» [11].

- [1] Пожела Ю.К. Физика быстродействующих транзисторов. – Вильнюс: Моклас, 1989, 264 с.
- [2] Шур М.С. Современные приборы на основе арсенида галлия. – М.: Мир, 1991, 632 с.
- [3] Гергель В.А., Мокеров В.Г., Тимофеев М.В., Федоров Ю.В. // Физика и техника полупроводников. 2000. Т. 34, № 2. С. 239.
- [4] Razavi B. RF microelectronics. – New York: Prentice Hall, 2012, 946 p.

- [5] Razavi B. Design of analog CMOS integrated circuits. – New York: McGraw-Hill Education, 2017, 801 p.
- [6] Тарасова Е.А., Оболенский С.В., Хазанова С.В., Григорьева Н.Н., Голиков О.Л., Иванов А.Б., Пузанов А.С. // Физика и техника полупроводников. 2020. Т. 54, № 9. С. 968.
- [7] Хазанова С.В., Оболенский С.В., Тарасова Е.А., Голикова О.Л., Пузанов А.С. // Научно-технический вестник Поволжья. 2020. № 12. С. 235.
- [8] Тарасова Е.А., Хазанова С.В., Голиков О.Л., Пузанов А.С., Оболенский С.В., Земляков В.Е. // Физика и техника полупроводников. 2021. Т. 55, № 10. С. 872.
- [9] Недошивина А.Д., Насеткин К.А., Муравьев М.С., Алимурзоев Г.М., Пузанов А.С., Литовский Д.А., Недошивин А.А. // Научно-технический вестник Поволжья. 2021. № 9. С. 68.
- [10] Тарасова Е.А., Хазанова С.В., Голиков О.Л., Пузанов А.С., Оболенский С.В., Земляков В.Е. // Физика и техника полупроводников. 2022. Т. 56, № 9. С. 844.
- [11] Насеткин К.А., Муравьев М.С., Алимурзоев Г.М., Пузанов А.С., Забавичев И.Ю., Потехин А.А. // Научно-технический вестник Поволжья. 2019. № 7. С. 127.

ПРИМЕНЕНИЕ КОРРЕЛЯЦИОННОГО АНАЛИЗА ИЗОБРАЖЕНИЙ ПОВЕРХНОСТИ GaAs СТРУКТУР ДЛЯ ОЦЕНКИ ДЕГРАДАЦИИ ПОДВИЖНОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ ПОСЛЕ НЕЙТРОННОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ

А.С. Пузанов, Е.В. Волкова, И.Ю. Забавичев, А.А. Потехин, Е.А. Тарасова

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Одним из механизмов снижения подвижности носителей заряда в квантово-размерных [1] и тонкопленочных объемных [2] транзисторных структурах является рассеяние на микрошероховатостях границ раздела области канала транзистора с прилегающими слоями. При этом время релаксации импульса электронно-дырочной плазмы, и следовательно подвижность носителей заряда, определяется автокорреляционной функцией пространственных флуктуаций потенциальных барьеров, ограничивающих каналный слой [3-5].

Радиационное воздействие существенно меняет микрошероховатость поверхности и границ раздела полупроводниковых слоев [6, 7]. Таким образом, развитие методов расчетно-экспериментальной оценки основных параметров автокорреляционной функции толщины канала полевых транзисторов до и после облучения: среднеквадратического отклонения Δ и корреляционной длины Λ , является важной задачей радиационной физики полупроводниковых приборов.

Объект и метод исследований

В качестве объектов исследований выступали GaAs полупроводниковые структуры, ранее описанные в работах [6, 7]. Образцы были подвергнуты воздействию смешанного гамма-нейтронного облучения. Предполагалось, что изменение микрорельефа поверхности отражает деградацию границ раздела каналного слоя с прилегающими к нему областями.

Для исследований микрорельефа образцов до и после облучения использовался «Микроскоп сканирующий зондовый СММ-2000» [8], изготовитель завод ПРОТОН, г. Зеленоград, свидетельство RU.C.27.004.A № 42785 о внесении в Государственный реестр средств измерений РФ. Образцы исследовались в режиме атомно-силовой микроскопии, при этом в качестве зондов использованы сверхострые кантилеверы с радиусом закругления острия 2 нм.

Математическая модель

Автокорреляционная функция микрошероховатости границы раздела или поверхности обычно задается в виде гауссовой [3, 4]

$$\langle \Delta(\mathbf{r})\Delta(\mathbf{r}') \rangle = \Delta^2 \exp\left(-\frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}')^2}{\Lambda^2}\right) \quad (1)$$

или экспоненциальной [5] функции

$$\langle \Delta(\mathbf{r})\Delta(\mathbf{r}') \rangle = \Delta^2 \exp\left(-\frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{\Lambda}\right). \quad (2)$$

Для измеренной карты высот поверхности, представляющей матрицу H размерности $M \times N$, двумерная автокорреляционная функция записывалась в виде

$$C(k, l) = \frac{1}{(2M-1)(2N-1)} \sum_{m=0}^{M-1} \sum_{n=0}^{N-1} H(m, n) H^*(m-k, n-l), \quad (3)$$

$$-(M-1) \leq k \leq (M-1),$$

$$-(N-1) \leq l \leq (N-1).$$

Двумерная автокорреляционная функция приводилась к одномерному виду

$$C_i = C(k, l), \quad (4)$$

$$r_i = \sqrt{(PX \cdot k)^2 + (PY \cdot l)^2},$$

где PX и PY – пространственные шаги измеренной карты высот поверхности.

Среднеквадратическое отклонение высоты микрорельефа рассчитывалось по формуле [9]

$$\Delta = \sqrt{\frac{1}{(M-1)(N-1)} \sum_{m=0}^{M-1} \sum_{n=0}^{N-1} (H(m, n) - \bar{H})^2}, \quad (5)$$

$$\bar{H} = \frac{1}{M \cdot N} \sum_{m=0}^{M-1} \sum_{n=0}^{N-1} H(m, n),$$

Корреляционная длина находилась методом наименьших квадратов в зависимости от выбранной автокорреляционной функции [9]

$$\sum_i (C_i - \langle \Delta(r_i) \Delta(r'_i) \rangle)^2 = \min. \quad (6)$$

Результаты и их обсуждение

На рис. 1 приведено изображение микрорельефа поверхности облученной GaAs структуры. Размер области поверхности составляет $596,7 \times 583,6$ нм, максимальная высота 11,21 нм. Видно два кластера радиационных дефектов. Автокорреляционная функция (область серого цвета), полученная путем обработки данных изображения микрорельефа, приведена на рис. 2. Получено, что среднеквадратическое отклонение высоты микрорельефа после облучения, рассчитанное по формуле (5) непосредственно из экспериментальных данных, составляет 1,64 нм. Среднеквадратическое отклонение высоты микрорельефа после облучения составляет 1,69 нм и 2,11 нм, а корреляционная длина 175 нм и 113 нм для гауссовой (—) и экспоненциальной (- - -) автокорреляционных функций, соответственно. Отметим, что типовое значение среднеквадратического отклонения высоты микрорельефа до облучения составляет 0,3-0,5 нм, а корреляционная длина варьируется в пределах 5-7 нм [3]. Таким образом,

радиационное воздействие увеличивает как значение среднеквадратического отклонения, так и корреляционной длины. На макроскопическом уровне это приводит к снижению подвижности, которая обратно пропорциональна квадрату произведения среднеквадратического отклонения и корреляционной длины [3, 4].

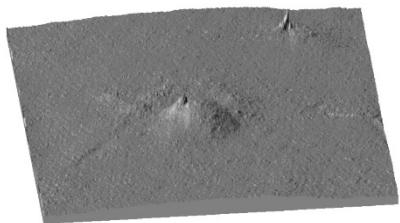


Рис. 1

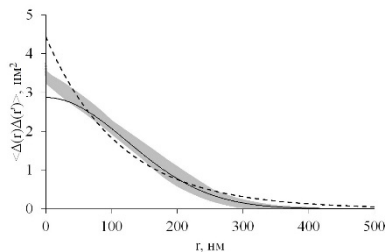


Рис. 2

Авторы благодарят Б.А. Логинова за проведение измерений образцов на атомно-силовом микроскопе.

- [1] Тарасова Е.А., Оболенский С.В., Хазанова С.В., Григорьева Н.Н., Голиков О.Л., Иванов А.Б., Пузанов А.С. // Физика и техника полупроводников. 2020. Т. 54, № 9. С. 968.
- [2] Насеткин К.А., Муравьев М.С., Алиммирзоев Г.М., Пузанов А.С., Забавичев И.Ю., Потехин А.А. // Научно-технический вестник Поволжья. 2019. № 7. С. 127.
- [3] Sakaki H., Noda T., Hirakawa K., Tanaka M., Matsusue T. // Applied Physics Letters. 1987. Vol. 51, No. 23. P. 1934.
- [4] Uchida K., Takagi S. // Applied Physics Letters. 2003. Vol. 82, No. 17. P. 2916.
- [5] Lundstrom M. Fundamentals of carrier transport. – Cambridge: Cambridge University Press, 2000, 418 p.
- [6] Оболенский С.В., Волкова Е.В., Логинов А.Б., Логинов Б.А., Тарасова Е.А., Пузанов А.С., Королев С.А. // Письма в журнал технической физики. 2021. Т. 47, No. 5. С. 38.
- [7] Волкова Е.В., Логинов А.Б., Логинов Б.А., Тарасова Е.А., Пузанов А.С., Королев С.А., Семеновых Е.С., Хазанова С.В., Оболенский С.В. // Физика и техника полупроводников. 2021. Т. 55, № 10. С. 846.
- [8] Логинов Б.А., Логинов П.Б., Логинов В.Б., Логинов А.Б. // Наноиндустрия. 2019. Т. 12, № 6. С. 352.
- [9] Вентцель Е.С. Теория вероятностей. – М.: Наука, 1969, 576 с.

К ВОПРОСУ О ЗАВИСИМОСТИ СРЕДНЕЙ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА ОТ НАПРЯЖЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ОБЪЕМНОМ КРЕМНИИ

А.С. Пузанов, И.Ю. Забавичев, А.А. Потехин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Основным направлением развития твердотельной электроники является уменьшение геометрических размеров рабочих областей активных элементов, что приводит к улучшению технических характеристик дискретных полупроводниковых приборов, цифровых и аналоговых интегральных микросхем. Этот факт нашел отражение в эмпирическом законе Мура [1].

В настоящее время имеется широкий набор физико-топологических моделей полупроводниковых структур, различающихся точностью получаемого решения и его вычислительной сложностью. При этом более точные модели содержат большее число параметров. Например, уравнение Пуассона требует задания диэлектрической проницаемости материала; уравнения непрерывности плотности токов электронов и дырок – времени жизни, зависимостей подвижности или коэффициента диффузии от напряженности электрического поля; уравнения непрерывности плотности потоков энергии электронов и дырок – дополнительно зависимости времен релаксации энергии от средней энергии (температуры).

В настоящее время существуют аналитические зависимости дрейфовой скорости электронов и дырок в кремнии от напряженности электрического поля [2, 3], что позволяет успешно применять диффузионно-дрейфовую модель [4] для расчета характеристик полупроводниковых элементов. Однако зависимость времени релаксации энергии электронов от средней энергии электронного газа в кремнии сильно варьируется в различных работах, что существенно затрудняет как сравнение результатов моделирования, так и применение квазигидродинамической модели [5, 6] в целом. В данной работе анализируется влияние различных вариантов задания зависимости времени релаксации энергии электронов от средней энергии электронного газа на зависимость средней энергии электронного газа от напряженности электрического поля в объемном кремнии.

Математическая модель

Уравнение непрерывности плотности потока энергии электронов записывается в виде [5, 6]

$$\frac{\partial(nW_n)}{\partial t} = -\nabla S_n + J_n E - H_n - \frac{n(W_n - W_0)}{\tau_{Wn}}, \quad (1)$$

из которого находится связь между зависимостями времени релаксации энергии электронов от средней энергии электронного газа и средней энергии электронного газа от напряженности электрического поля [7]

$$q \cdot v_n(E(W_n)) \cdot E(W_n) - \frac{(W_n - W_0)}{\tau_{Wn}(W_n)} = 0. \quad (2)$$

Здесь q – заряд электрона, n – концентрация, W_n и W_0 – средняя и тепловая энергия, J_n – плотность тока, S_n – плотность потока энергии, H_n – темп изменения плотности энергии за счет генерационно-рекомбинационных процессов, E – напряженность электрического поля, τ_{Wn} – время релаксации энергии, v_n – дрейфовая скорость, рассчитываемая по формуле [2, 3]

$$v_n(E) = \frac{\mu_{n0}E}{\sqrt{1 + \left(\frac{\mu_{n0}E}{v_{ns}}\right)^2}} \quad (3)$$

где $\mu_{n0} = 1200 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ – подвижность в слабом электрическом поле, $v_{ns} = 10^7 \text{ см/с}$ – насыщенная скорость дрейфа в сильном электрическом поле.

В приближении изотропной параболической зоны время релаксации энергии моноэнергетического пучка электронов рассчитывается по формуле [8]

$$\tau_{Wn}(W_n) = \tau_0 \left(\frac{W_n}{W_0}\right)^{-p}, \quad (4)$$

где $p = 0,5$ для рассеяния на акустических фононах и $p = -0,5$ для рассеяния на оптических фононах. Следуя большинству работ, ограничимся рассмотрением доминирующего механизма рассеяния на оптических фононах.

Результаты расчетов и их обсуждение

Зависимости времени релаксации энергии электронов от энергии для $\tau_0 = 0,05 \text{ пс}$ (1), $\tau_0 = 0,1 \text{ пс}$ (2), $\tau_0 = 0,15 \text{ пс}$ (3), $\tau_0 = 0,2 \text{ пс}$ (4) и результатов решения кинетического уравнения Больцмана методом Монте-Карло (\circ) [9] приведены на рис. 1. Видно, что показатель степени, полученный из расчетов методом Монте-Карло, существенно отличается от теоретического и составляет $p \approx -0,3$.

Зависимости средней энергии электронного газа от напряженности электрического поля для $\tau_0 = 0,05 \text{ пс}$ (1), $\tau_0 = 0,1 \text{ пс}$ (2), $\tau_0 = 0,15 \text{ пс}$ (3), $\tau_0 = 0,2 \text{ пс}$ (4) и результатов решения кинетического уравнения Больцмана методом Монте-Карло (\square) [10], (Δ) [11], (\times) [12], (ж) [13] приведены на рис. 2. Видно, что значения средней энергии электронов для заданной напряженности электрического поля у различных авторов существенно различаются, что затрудняет выбор оптимального значения τ_0 .

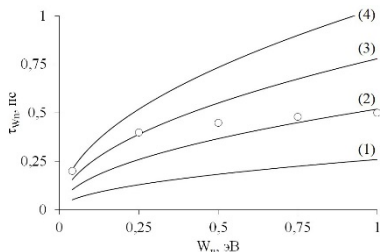


Рис. 1

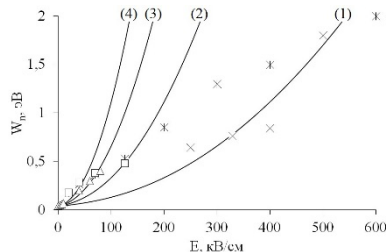


Рис. 2

Заключение

Результаты проведенной работы показали, несмотря на наличие взаимно-однозначного соответствия между зависимостями $\tau_{ин}(W_n)$ и $E(W_n)$, связанными уравнением (2); теоретическими представлениями о ходе зависимости времени релаксации энергии электронов от средней энергии электронного газа, определяемой уравнением (4); относительно большого объема результатов моделирования зависимости средней энергии электронного газа от напряженности электрического поля [10-13] вопрос о данной зависимости остается в значительной мере открытым даже для основного полупроводника – кремния. Это существенно затрудняет проведение точного моделирования характеристик субмикронных структур в сильных электрических полях, в том числе радиационно-индуцированного лавинно-теплого пробоя [14]; релаксации энергии радиационно-генерированных носителей заряда [15]; переноса носителей заряда в поврежденном радиацией объемном полупроводнике [16], квантово-размерных структурах [17] и структурах «кремний на изоляторе» [18].

- [1] Denning P.J., Lewis T.G. // Communications of the ACM. 2017. Vol. 60, No. 1. P. 54.
- [2] Caughey D.M., Thomas R.E. // Proceedings of the IEEE. 1967. Vol. 55, No. 12. P. 2192.
- [3] Thornber K.K. // Journal of Applied Physics. 1980. Vol. 51, No. 4. P. 2127.
- [4] Van Roosbroeck W. // Bell system technical journal. 1950. Vol. 29, No. 10. P. 560.
- [5] Stratton R. // Physical Review. 1962. Vol. 126, No. 6. P. 2002.
- [6] Blotekjaer K. // IEEE Transactions on Electron Devices. 1970. Vol. 17, No. 1. P. 38.
- [7] Пожела Ю.К. Физика быстродействующих транзисторов. – Вильнюс: Моклас, 1989, 264 с.
- [8] Пожела Ю.К. Плазма и токовые неустойчивости в полупроводниках. – М.: Наука, 1977, 368 с.
- [9] Constant E. // Hot-electron transport in semiconductors. Topics in Applied Physics, V. 58 / Ed. L. Reggiani. Berlin, Heidelberg, New York, Tokio: Springer Verlag, 1985. P. 227.
- [10] Canali C., Jacoboni C., Nava F., Ottaviani G., Alberigi-Quaranta A. // Physical Review B. 1975. Vol. 12, No. 4. P. 2265.
- [11] Jacoboni C., Reggiani L. // Reviews of Modern Physics. 1983. Vol. 55, No. 3. P. 645.
- [12] Tang J.Y., Hess K. // Journal of Applied Physics. 1983. Vol. 54, No. 9. P. 5139.
- [13] Fischetti M.V., Laux S.E. // Physical Review B. 1988. Vol. 38, No. 14. P. 9721.
- [14] Пузанов А.С., Оболенский С.В. // Микроэлектроника. 2009. Т. 38, № 1. С. 64.
- [15] Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2020. Т. 54, № 8. С. 791.
- [16] Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2016. Т. 50, № 12. С. 1706.
- [17] Тарасова Е.А., Оболенский С.В., Хазанова С.В., Григорьева Н.Н., Голиков О.Л., Иванов А.Б., Пузанов А.С. // Физика и техника полупроводников. 2020. Т. 54, № 9. С. 968.
- [18] Насеткин К.А., Муравьев М.С., Алимйрзоев Г.М., Пузанов А.С., Забавичев И.Ю., Потехин А.А. // Научно-технический вестник Поволжья. 2019. № 7. С. 127.

АНАЛИЗ ПАРАМЕТРОВ КЛАСТЕРОВ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В КОРТОКАНАЛЬНЫХ ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРАХ С ЗАТВОРОМ ШОТТКИ

И.Ю. Забавичев, А.С. Пузанов

ННГУ им. Лобачевского

Введение

Радиационное воздействие потока ядерных частиц приводит к ухудшению параметров полупроводниковых материалов таких как концентрация и подвижность основных носителей заряда. Это связано с возникновением скоплений структурных повреждений – кластеров радиационных дефектов [1], а также накоплению заряда в диэлектрических областях полупроводниковых приборов [2]. Существующие модели рассматривают кластер радиационных дефектов как скопление дефектов сферической или эллипсоидальной формы, в которых из-за наличия структурных повреждений кристаллической решетки материала свойства отличаются от свойств окружающего их «неповрежденного» полупроводника. Данные скопления дефектов выступают в качестве энергетических ловушек для основных носителей заряда, уменьшая их концентрацию в объеме полупроводника. Также кластеры радиационных дефектов окружены областью пространственного заряда и выступают в роли центров рассеяния для носителей заряда, снижая их подвижность.

Задача анализа переноса носителей заряда в полупроводниковых короткоканальных транзисторных структурах и связанная с этим расчетная оценка их радиационной стойкости предполагают применение в физико-топологических моделях функциональных зависимостей электрофизических параметров от уровней радиационного воздействия. В случае применения для расчетов диффузионно-дрейфового и локально-полевого приближений в качестве указанных зависимостей могут быть использованы результаты облучательных экспериментов. При использовании квазигидродинамической модели и метода Монте-Карло зависимости времен релаксации энергии и импульса, частот рассеяния от уровней радиационного воздействия определяются микроскопической моделью рассеяния на радиационных дефектах. В настоящее время разными исследовательскими группами были предложены несколько моделей внутренней структуры кластеров радиационных дефектов [3-5].

Для оценки последствий радиационного воздействия на перспективные приборы микро- и нанoeлектроники с помощью метода Монте-Карло необходимо определить такие параметры структурных повреждений как средний размер кластера радиационных дефектов и концентрацию рассеивающих центров по результатам экспериментов. В настоящее время для анализа размеров кластеров радиационных дефектов используются различные методы, в том числе и измерения, выполненные с помощью атомно-силового микроскопа [6, 7]. Однако для корректной оценки концентрации рассеивающих центров необходимо дополнительное исследование влияния потенциала рассеяния подвижных носителей заряда.

В данной работе проведен анализ параметров кластеров радиационных дефектов в короткоканальных полевых транзисторах Шоттки. Для разных моделей внутренней структуры кластеров радиационных дефектов были получены оценки концентрации

рассеивающих центров. Данные результаты могут быть использованы для оценки реакции перспективных приборов микро- и наноэлектроники на радиационное воздействие [8].

Математическая модель

Для оценки параметров кластеров радиационных дефектов использовался подход подходе, основанный на алгоритме кластеризации DBSCAN [9] входными параметрами которого являются минимальное число дефектов в субкластере N и максимальное расстояние между дефектами внутри одного субкластера l . Моделирование процесса образования кластера радиационных дефектов проводилось с использованием программы SRIM. Для каждой реализации кластера оценивались следующие параметры: средний размер, количество и среднее расстояние между субкластерами. Блок-схема алгоритма представлена на рисунке 1.



Рис. 1

Результатом работы данного алгоритма является разбиение исходного множества точек на несколько подмножеств с указанными параметрами. При первом использовании алгоритма DBSCAN происходит оценка общего числа дивакансий и субкластеров дивакансий в каскаде атомных смещений, так как именно они выступают в качестве ловушек для подвижных носителей заряда и участвуют в формировании области пространственного заряда кластера радиационных дефектов. Поэтому для первого использования параметры алгоритма кластеризации DBSCAN составляют $N^{(1)} = 2$ и $l^{(1)} = a$, где a – постоянная решетки материала. Затем в полученном разбиении

происходит поиск отдельных субкластеров, чьи области пространственного заряда не перекрываются друг с другом, поэтому $l^{(2)} = l_D$, где l_D – длина Дебая. При этом минимальное число дивакансий в одном субкластере равно $N^{(2)} = 4$, так как в этом случае субкластер является объемной фигурой, чьи размеры можно оценить на следующем этапе анализа. Этапы оценки высоты потенциального барьера и возможности отжига предусмотрены, чтобы при расчетах не учитывать субкластеры, чей вклад в рассеяние носителей заряда минимален.

Для описания переноса носителей заряда использовалась численная модель на основе самосогласованного метода Монте-Карло, в котором радиационное воздействие учитывается с помощью дополнительных механизмов рассеяния на кластерах радиационных дефектов [10]. Для вычисления частот и углов рассеяния использовался подход, основанный на использовании потенциала рассеяния для расчета сечения рассеяния.

В работе исследовались следующие потенциалы: потенциал жесткой сердцевины [3] (потенциал №1), потенциал, предложенный в работе [4] (потенциал №2) и потенциал [5] (потенциал №3). Потенциал №1 описывает кластер как абсолютно непрозрачный объект для носителей заряда. Потенциал №2 получен путем решения уравнения Пуассона для граничных условий, при которых кластер радиационных дефектов состоит из нейтрально заряженного ядра и двух оболочек, имеющих противоположные заряды. Отрицательный заряд одно из оболочек образован основными носителями заряда, захваченными на глубокие энергетические уровни радиационных дефектов. Положительный заряд последней оболочки образован ионами примеси. Потенциал №3 определяет кластер радиационных дефектов как ядро и оболочку, имеющих противоположные заряд, чья природа определяется также, как и в случае потенциала №2.

Результаты расчетов и их обсуждение

В качестве объекта исследований был выбран полевой транзистор Шоттки с V-образным затвором на основе GaAs с длиной затвора 250 нм, выполненным из алюминия. Расчет концентрации рассеивающих центров проводится по экспериментальным данным изменения тока стока указанного транзистора при нулевом напряжении на затворе для различных значений потока быстрых нейтронов мгновенного спектра деления.

Усредненные параметры кластера радиационных дефектов для исследуемых потенциалов рассеяния, рассчитанные для потока быстрых нейтронов мгновенного спектра деления [11], представлены в таблице.

Табл.

Параметр	$\langle W \rangle$, кэВ	$\langle R \rangle$, нм	$\langle N \rangle$, шт	$\langle L \rangle$, нм
Значение	130	13.9	3	20

В соответствии с численной моделью на основе самосогласованного метода Монте-Карло и экспериментальные данные были рассчитаны зависимости относительного изменения тока стока транзистора при нулевом смещении на затворе для различных значений потока нейтронов (рисунок 2).

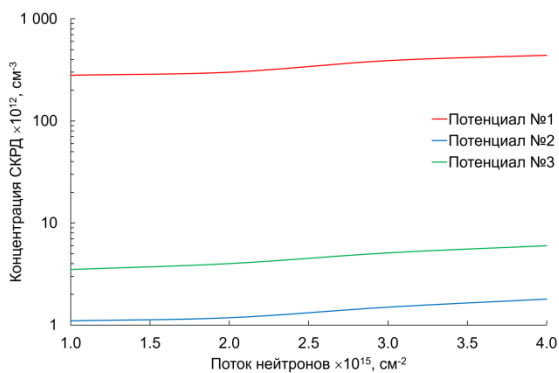


Рис. 2

Из представленных результатов следует, что оценка концентрации субкластеров отличаются на несколько порядков для различных потенциалов рассеяния. Это может быть связано с тем, что расчеты с помощью исследуемых потенциалов дают различные оценки области пространственного заряда, что в конечном счете влияет на концентрацию рассеивающих центров.

- [1] Ладыгин Е.А. и др. Действие проникающей радиации на изделия электронной техники. – М.: Сов. радио, 1980.
- [2] Насеткин К.А., Муравьев М.С., Алимирзоев Г.М., Пузанов А.С., Забавичев И.Ю., Потехин А.А. // Научно-технический вестник Поволжья. 2019. № 7. С. 127.
- [3] Gossick B.R. J. Appl. Phys. 1959. 30(8). 1214.
- [4] Fleming R.M., Seager C.H., Lang D.V., Cooper P.J., Bielejec E., Campbell J.M. J. Appl. Phys. 2007. 102. 043711.
- [5] Киселева Е.В., Оболенский С.В. Физика и химия обработки материалов. 2005. № 3. С. 29-32.
- [6] Оболенский С.В., Волкова Е.В., Логинов А.Б., Логинов Б.А., Тарасова Е.А., Пузанов А.С., Королев С.А. // Письма в журнал технической физики. 2021. Т. 47, № 5. С. 38.
- [7] Волкова Е.В., Логинов А.Б., Логинов Б.А., Тарасова Е.А., Пузанов А.С., Королев С.А., Семеновых Е.С., Хазанова С.В., Оболенский С.В. // Физика и техника полупроводников. 2021. Т. 55, № 10. С. 846.
- [8] Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2016. Т. 50, № 12. С. 1706-1712.
- [9] Ester M., Kriegel H., Sander J., Xu X. A density-based algorithm for discovering clusters in large spatial databases with noise // Proceedings of the Second International Conference on Knowledge Discovery and Data Mining (KDD-96).
- [10] Забавичев И.Ю., Пузанов А.С. и др. ФТП. 2020. Т. 54, № 9. С. 945-951.
- [11] Крамер-Агеев Е.А. Экспериментальные методы нейтронных исследований. – М.: Энергоиздат, 1990, 272 с.

АСИМПТОТИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА ФОРМЫ СИГНАЛА ПЕРЕХОДНОГО ИОНИЗАЦИОННОГО ПРОЦЕССА В ЯЧЕЙКЕ БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩЕЙ СТАТИЧЕСКОЙ ПАМЯТИ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ОДИНОЧНЫХ ЯДЕРНЫХ ЧАСТИЦ

И.Ю. Забавичев, А.С. Пузанов

ННГУ им. Лобачевского

Введение

Неуклонный рост числа элементов интегральных схем и связанное с ним увеличение производительности обусловлены уменьшением размеров полупроводниковых структур. Размеры транзисторов также влияют на энергию и скорость переключения состояния. При этом для обеспечения требуемого быстродействия необходима минимизация задержек распространения и размытия фронтов сигналов, что определяется RCL-параметрами межсоединений транзисторов интегральных схем.

Действие ионизирующих излучений космического пространства приводит к постепенной деградации характеристик интегральных схем, а также возникновению сбоев в элементах памяти [1]. Схемотехнические методы компенсации накопленного заряда в диэлектрических областях элементов интегральных схем ранее рассмотрены в работе [2].

При прохождении заряженной частицы через рабочую область транзистора вдоль траектории движения образуется область ионизации [1]. Неравновесные носители заряда разделяются электрическим полем, в следствие чего образуется импульс тока, который может привести к нештатному переключению состояния ячейки статической памяти. В настоящее время в большинстве работ для оценки стойкости к подобного рода обратимым одиночным эффектам используется величина критического заряда [3], хотя работы [4] продемонстрировали влияние не только величины собранного заряда, но и формы возникающих импульсов тока.

Ранее было показано [5, 6], что переходной ионизационный процесс существенным образом зависит от RCL-параметров межсоединений транзисторов на сбоеустойчивость ячеек быстродействующей статической памяти при воздействии тяжелых заряженных частиц космического пространства и излучений их имитирующих. В данной работе рассматривается вопрос о влиянии RLC-параметров исследован для различных технологических процессов.

Объект и методика моделирования

В качестве объекта моделирования выступала стандартная 6-транзисторная ячейка статической памяти, изготовленная по 14-нм и 22-нм технологии «кремний на изоляторе» (КНИ). Основные параметры моделируемых транзисторов масштабировались в соответствии с правилами [7] (табл.).

Как следует из данных, представленных в таблице, по мере уменьшения топологических норм техпроцесса растет удельное сопротивление межсоединений за счет уменьшения сечения. Однако величина емкости и индуктивности межсоединений слабо зависит от топологической нормы за счет общего масштабирования топологии микросхемы при переходе на техпроцесс с меньшими топологическими нормами.

Табл.

Длина затвора, нм	14	22
Индуктивность межсоединений, нГн/мкм	600	750
Сопротивление межсоединений, Ом/мкм	42	13
Емкость межсоединений, аФ/мкм	300	200

Для оценки воздействия ионизирующих излучений космического пространства на интегральные схемы обычно используется метод самосогласованного приборно-схемотехнического моделирования [3]. Ток в транзисторе, в рабочую область которого попадает заряженная частица, рассчитывается при помощи физико-топологических моделей, а остальная часть ячейки памяти анализируется в программе схемотехнического моделирования. В работе [8] было показано, что локально-равновесные физико-топологические модели могут давать большую погрешность в расчете переходных ионизационных процессов в полупроводниковых структурах в случае, когда длительность возбуждающего воздействия составляет порядка времен релаксации энергии и импульса электронно-дырочной плазмы ($\sim 10^{-13}$ с), что реализуется при воздействии тяжелых заряженных частиц космического пространства [1]. Поэтому для расчета импульса ионизационного тока была применена оригинальная локально-неравновесная диффузионно-дрейфовая модель переноса носителей заряда [8], ранее применявшаяся для оценок сбоеустойчивости ячеек статической памяти технологий с различными топологическими нормами [9-11], а также переходных ионизационных процессов в диодах Мотта W-диапазона частот (75-110 ГГц) [12, 13].

Результаты расчетов и их обсуждение

В зависимости от длины линии, соединяющей как отдельные транзисторы, так и отдельные ячейки статической памяти, изменяется значение резонансной частоты, которое определяется LC постоянной. Данная зависимость представлена на рисунке 1 вместе со спектрами исследуемых импульсов тока, рассчитанных без учета контактов в локально-равновесном и локально-неравновесном приближениях (на врезке).

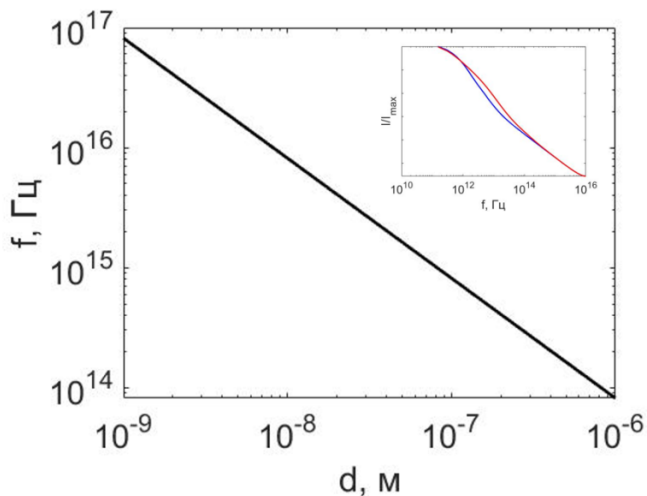


Рис. 1

Результаты расчетов импульса фототока без учета контактов (—) и с учетом влияния контактов при помощи локально-равновесной (синий) и локально-неравновесной (красный) диффузионно-дрейфовой моделей приведены на рисунке 2 для 22-нм (-*-*-) и 14-нм (- - -) технологий для межсоединения длиной 1 мкм.

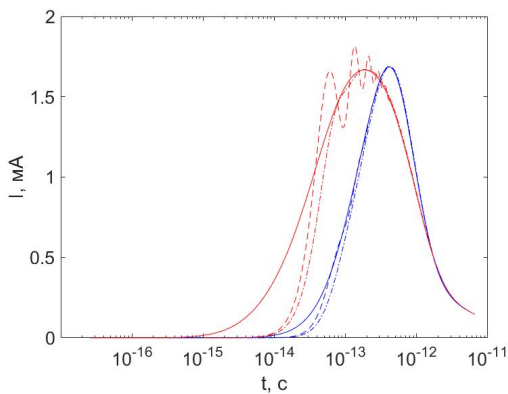


Рис. 2

Из представленных результатов следует, что при совпадении с резонансной частотой соединительной линии импульс тока меняет свою форму за счет возникающих колебаний.

- [1] Таперо К.И., Улимов В.Н., Членов А.М. Радиационные эффекты в кремниевых интегральных схемах космического применения. – М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2018, 304 с.
- [2] Насеткин К.А., Муравьев М.С., Алимурзоев Г.М., Пузанов А.С., Забавичев И.Ю., Потехин А.А. // Научно-технический вестник Поволжья. 2019. № 7. С. 127.
- [3] Петросянц К.О., Харитонов И.А., Орехов Е.В., Самбурский Л.М., Ятманов А.П., Воеводин А.В. // В кн.: Сборник трудов 5-й Всероссийской научно-технической конференции «Проблемы разработки перспективных микро- и наноэлектронных систем – 2012» – М.: ФГБУ ИППМ РАН, 2012. С. 413.
- [4] DasGupta S. // M.S. thesis, Dept. Elect. Eng. and Comp. Science. Vanderbilt University. Dec. 2007. P. 116.
- [5] Пузанов А.С., Потехин А.А., Забавичев И.Ю. и др. // В кн.: Труды XXIV научной конференции по радиофизике – Нижний Новгород: ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 2020. С. 108.
- [6] Забавичев И.Ю., Насеткин К.А., Оболенская Е.С., Потехин А.А. и др. // Научно-технический вестник Поволжья. 2020. № 12. С. 203.
- [7] International Roadmap for Devices and Systems. 2017 Edition. More Moore. – IEEE Advancing Technology for Humanity. 2018. P. 36.
- [8] Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2018. Т. 52, № 11. С. 1295.
- [9] Пузанов А.С., Венедиктов М.М., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2019. Т. 53, № 9. С. 1250.
- [10] Забавичев И.Ю., Потехин А.А., Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2019. Т. 53, № 9. С. 1279.
- [11] Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2020. Т. 54, № 8. С. 791.
- [12] Пузанов А.С., Бибикина 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.
- [13] Пузанов А.С., Бибикина 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.

Секция «Электроника»

Заседание секции проводилось 17 мая 2023 г.
Председатель – С.В. Оболенский, секретарь – Е.В. Волкова
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXVII научной конференции по радиофизике

**СЕКЦИЯ
«ИЗЛУЧЕНИЕ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН»**

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

О ВЛИЯНИИ СОЛНЕЧНОГО ЗАТМЕНИЯ 25.10.2022 НА ИОНОСФЕРУ ЗЕМЛИ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ РАДИОЗОНДИРОВАНИЯ

А.В. Арбузов¹⁾, Н.В. Бахметьева²⁾, Ф.И. Выборнов^{2,3)},
С.М. Грач¹⁾, А.А. Колчев⁴⁾, И.В. Крашенинников⁵⁾, О.А. Шейнер²⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

³⁾ ФГБОУ ВО «ВГУВТ»

⁴⁾ Казанский университет

⁵⁾ ИЗМИРАН

Введение

Интерес к изучению ионосферных эффектов солнечного затмения обусловлен уникальной возможностью исследования ионосферных процессов в условиях достаточно быстрого экранирования Луной солнечного излучения, что приводит к изменению баланса ионизации в небольшой области ионосферы на пути движения лунной тени. Частное солнечное затмение 25 октября 2022 г., влияние которого на ионосферу исследовалось, было видимо в западной части Азии, в Европе, на северо-востоке Африки, на северо-востоке Атлантического океана. В данной статье представлены результаты исследований отклика ионосферы на солнечное затмение по данным наклонного и вертикального зондирования ионосферы на трассах, расположенных в центрально-европейской части России. Особенность этого затмения состояла в том, что оно проходило в условиях окончания магнитной бури.

Описание эксперимента и общие геофизические условия наблюдений

Общие обстоятельства этого затмения приведены в Таблице 1, а обстоятельства затмения с указанием городов, близко расположенных к используемым нами трассам зондирования ионосферы, приведены в Таблице 2 [1].

Табл. 1

Общие обстоятельства затмения			
Явление	Всемирное время	Широта	Долгота
Начало затмения T1	8 h 58.3 m	+66° 33.7'	19° 35.0' W
Наибольшая фаза Фm 0.863 Tm	11 h 00.2 m	+61° 53.3'	77° 47.8' E
Конец затмения T4	13 h 02.3 m	+17° 35.4'	66° 47.5' E

Табл. 2

Обстоятельства затмения для населенных пунктов				
Населенный пункт	T1(h m s)	Tm(h m s)	T4(h m s)	Фm
Дзержинск	9 29 53	10 44 28	11 56 38	0.754
Йошкар-Ола	9 33 53	10 48 18	11 59 49	0.782
Казань	9 36 05	10 50 48	12 02 20	0.786
Москва	9 24 35	10 38 50	11 51 25	0.709
Нижний Новгород	9 30 20	10 44 54	11 57 00	0.757
Чебоксары	9 33 41	10 48 20	12 00 05	0.776

Магнитная буря началась 21.10.2022. Главная фаза бури продолжалась до 20:00 UT 22.10.2022, когда индекс Dst достиг минимального значения $Dst\ min = -76$ нТл. Затем началась фаза восстановления, которая продолжалась до 25.10.2022. Во время магнитной бури максимальные значения индекса Kp составляли 6 [2,3].

23 и 25 октября 2022 г. на Солнце наблюдались корональные выбросы массы, а 23 октября отмечалось увеличение скорости высокоскоростных потоков солнечного ветра с 400 до 550 км/с. Сложная гелио-геофизическая обстановка повлияла на состояние ионосферы Земли в период проведения измерений с 24 по 26 октября 2022 г.

В исследовании использованы результаты вертикального и наклонного ЛЧМ-зондирования ионосферы, полученные при наблюдениях на двух среднеширотных (г. Троицк – г. Нижний Новгород и г. Троицк – г. Казань) трассах, а также данные вертикального зондирования (ВЗ) ионосферы, полученные в Ионосферной и радиоастрономической обсерватории «Васильсурск» (56.15°N, 46.10°E, вблизи г. Нижний Новгород). Анализировался временной ход критических частот F- и E-слоя (полученных по результатам ВЗ) и максимально наблюдаемых и наименьших наблюдаемых частот (МНЧ и ННЧ) F- и E-слоев на трассах наклонного зондирования. Параметры трасс наклонного зондирования приведены в Таблице 3. Диапазон ЛЧМ зондирования составлял 3-25 МГц при скорости 100 кГц/с. Использовался ЛЧМ передатчик (г. Троицк, ИЗМИРАН) мощностью 300 Вт. Вертикальное зондирование проводилось в диапазоне 1-12 МГц с использованием ионозонда CADI. Период зондирования составлял 5 минут. В Таблице 3 приведены параметры трасс зондирования, а на рис. 1 приведена их схема. Желтыми точками выделены средние точки трасс ЛЧМ-зондирования и расположение ионозонда ВЗ CADI.

Табл. 3

Трасса ЛЧМ зондирования	Длина, км	Азимут, град.
Троицк – Нижний Новгород	428	74,7
Троицк-Казань	742	82,6

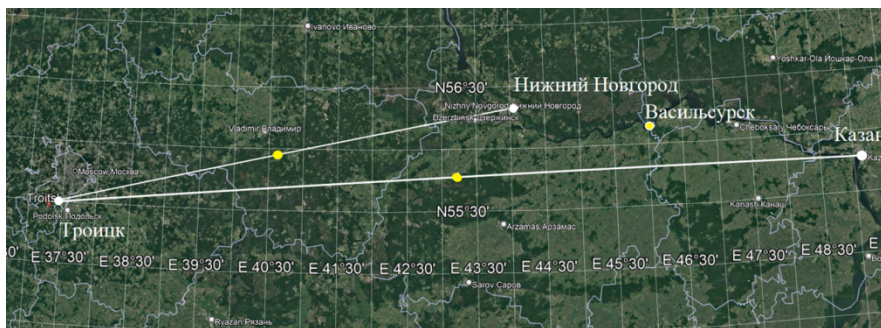


Рис. 1

На рис. 2 приведены дистанционно-частотные характеристики ЛЧМ-зондирования для трассы г. Троицк – г. Казань в момент начала (а), кульминации (б) и окончания (в) затмения.

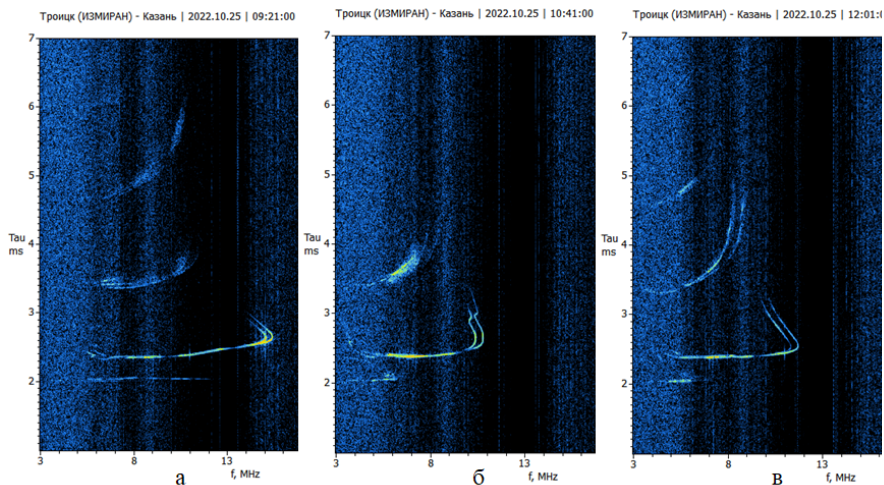


Рис. 2

На рис. 3 приведены графики МНЧ и ННЧ F-слоя ионосферы для трасс наклонного зондирования за 25.10.2022 г. Желтым цветом отмечено время затмения, а вертикальной чертой момент максимальной фазы затмения. На графиках приводятся линии тренда. На рис. 4 приведены графики критических частот F-слоя и E/Es-слоя ионосферы, полученных 25.10.2022 г. на ионозонде вертикального зондирования в п. Васильсурске.

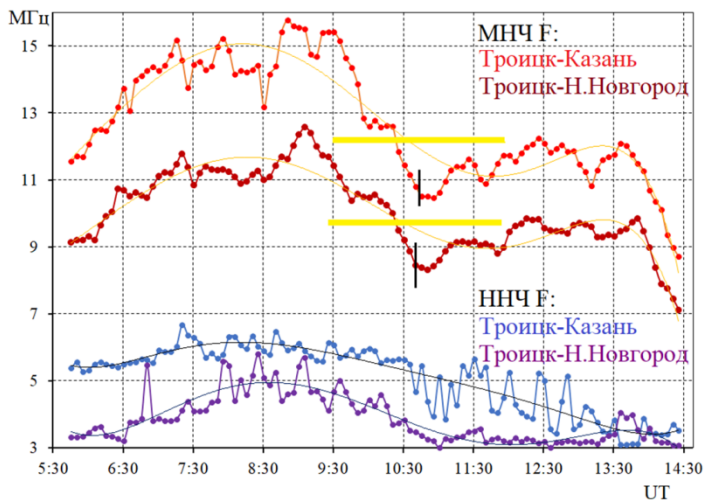


Рис. 3

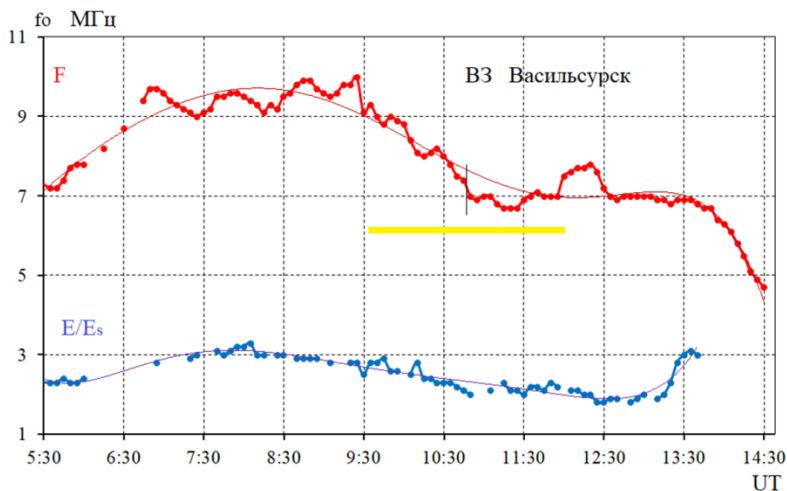


Рис. 4

Заключение

При обработке данных были получены оценки относительного изменения электронной концентрации $\Delta N/N$ максимума ионосферного слоя во время максимальной фазы затмения 25.10.2022 для F-слоя 0,19-0,26 и E-слоя 0,26-0,36.

Показано, что линии тренда, аппроксимированные полиномиальной регрессией 6 порядка, полученные по данным МНЧ для используемых трасс (как для F-слоя, так и E-слоя), достаточно хорошо совпадают.

Во время проведения измерений наблюдались перемещающиеся ионосферные возмущения типа «серп», частота появления и параметры которых не доминировали во время солнечного затмения.

Наблюдались квазипериодические изменения во временном ходе МНЧ F- и E-слоев на трассах наклонного зондирования и критических частот F- и E-слоев при ВЗ с достаточно близкими и синхронными во времени параметрами (15-40 мин).

Измерения в г. Нижнем Новгороде и п. Васильсурск с использованием ЛЧМ-станции и ионозонда CADI (Н.В. Бахметьева, Ф.И. Выборнов) выполнены при поддержке Российского научного фонда (проект 20-17-00050).

Обработка экспериментальных данных и их анализ выполнены в рамках базовой части Государственного задания, проект FSWR-2023-0038.

- [1] [Астрономический ежегодник на 2022 год. DOI: 10.32876/AstroYearbook.2022](https://iaaras.ru/about/issues/yearbook/) 25.05.2023
- [2] https://tesis.xras.ru/magnetic_storms.html 25.05.2023
- [3] https://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dst_realttime/202210/index.html 25.05.2023

КАТАЛОГ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НА СИБИРСКОМ РАДИОГЕЛИОГРАФЕ В 2022-2023 ГГ

Д.А. Дряблов¹⁾, К.Ю. Яшина¹⁾, В.Ф. Мельников^{1, 2)}

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ГАО РАН

Введение

Недавно построенный и начавший наблюдения в 2022 году Сибирский радиогелиограф (СРГ), в отличие от других действующих радиотелескопов имеет широкий спектр частот наблюдений и обладает высоким пространственным разрешением [1]. Это обеспечивает возможность регистрации излучения не только от всей вспышечной области на Солнце, но и от ее отдельных участков. Это позволяет получить более детальное представление о процессах энерговыделения во время солнечного вспышечного события.

Одной из целей нашей исследовательской работы было подготовить каталог вспышек, зарегистрированных на СРГ в тестовом режиме в течение 2022-2023 г. На основе созданного каталога планируется синтезировать радиоизображения Солнца во время вспышечных событий, что необходимо для дальнейшего научного анализа. Важным для такого анализа является изучение динамики распределения яркости и построение временных профилей из различных точек источника вспышки в интенсивности и поляризации.

Сибирский радиогелиограф (СРГ)

Сибирский радиогелиограф или СРГ, это новый научный инструмент, построенный за место старого Сибирского Радиотелескопа (СРТ). СРГ состоит из трёх независимых друг от друга Т-образных антенных решёток, каждая из которых принимает сигнал в диапазонах частот: 3-6 ГГц, 6-12 ГГц и 12-24 ГГц. Количество антенн в первой, второй и третьей решетках составляет соответственно 128, 192 и 207. Работая независимо друг от друга, три Т-образных решётки позволяют обрабатывать три частотных канала одновременно в один момент времени. На момент 2022-2023 г. активно ведутся наблюдения на диапазонах частот 3-6 ГГц и 6-12 ГГц.

Всего в одном диапазоне доступны для измерения 16 равномерно распределённых частот. Однако СРГ не может одновременно принимать сигналы разных частот в одном диапазоне из-за ограничений вычислительной мощности коррелятора, который способен обрабатывать одновременно данные только на одной частоте. Частоты в одном диапазоне переключаются последовательно. Левая и правая поляризации измеряются на каждой частоте отдельно с временной задержкой 0.1 секунды. Соответственно, период переключения между частотами составляет 0.2 с. В результате, наблюдение всего диапазона (16 частот) выполняется за 3.2 с. Это время является минимальным возможным на СРГ временем дискретизации радиоизображений.

Каталог солнечных вспышек

Каждый день в режиме реального времени SRG публикует данные по плотности потока излучения (flux plot) и корреляционные графики (correlation plot) своих наблюдений. Результаты наблюдений размещаются в свободном доступе на официальном сайте Радиоастрономической обсерватории ИСЗФ СО РАН [2] и на специальном ресурсе с возможностью детального анализа графиков временных профилей [3].

Для дальнейшего синтеза радиоизображений вспышек были отобраны события, которые удовлетворяют трём основным критериям:

- 1) События должны быть достаточно мощными, чтобы выполнялось условие:

$$Flux_{max} - Flux_{сп.Солнце} \geq 100 \text{ есп} \left(10^{-22} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{Гц}} \right)$$

- 2) Всплески должны иметь простой временной профиль радиоизлучения.
- 3) Частотный спектр потока регистрируемого радиоизлучения также должен иметь относительно простую форму.

За всё время пробных наблюдений (2022-2023гг) SRG было зарегистрировано 38 вспышек. Только семь вспышек удовлетворили критериям отбора.

Табл.

Дата	Гелиограф. координаты	Диапазон, ГГц	Начало	Максимум	Конец
20.01.2022	N07W83 (960", 128")	3-6	5:54:00	5:59:00	6:50:00
25.12.2022	N20W33 (500", 364")	3-6	6:53:00	7:01:00	7:07:00
03.01.2023	-	3-6, 6-12	6:25:56	6:27:00	6:29:44
23.02.2023	-	3-6, 6-12	6:11:00	6:13:00	6:18:00
06.03.2023	N18W76 (892", 324")	3-6, 6-12	2:20:50	2:43:00	3:34:26
18.03.2023	S21E61 (-788", -289")	3-6, 6-12	7:10:00	7:13:02	7:18:00
29.03.2023	S21E61 (-788", -289")	3-6, 6-12	2:18:00	2:33:00	2:40:00

Синтез радиоизображений

Синтез радиоизображения состоит из 5 основных этапов:

- 1) Получение необработанных данных (fits файлов) с ftp сервера SRG[4].
- 2) Построение изображения на основе необработанных данных.
- 3) Калибровка изображения.
- 4) Центровка калибровочного изображения.
- 5) Чистка калибровочного изображения

На текущий момент построены чистые изображения на 16 частотах диапазона 6-12 ГГц для двух выбранных событий из каталога вспышек: 18 марта 2023 года и 3 января 2023 года. Эти события были отобраны благодаря относительно низкой мощности

вспышки и короткому времени ее действия, что позволило значительно ускорить процесс обработки изображений. Далее мы приводим данные о динамике излучения на основе синтеза изображений для вспышки 18 марта 2023 года.

Динамика радиояркости на разных фазах вспышки

На основе откалиброванных данных построены изображения на частоте 7 ГГц в различные моменты времени: до вспышки (рис. 1), в момент максимума (рис. 2) и после вспышки (рис. 3):

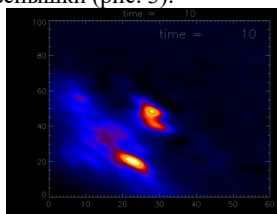


Рис. 1

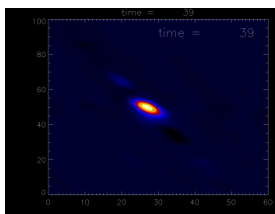


Рис. 2

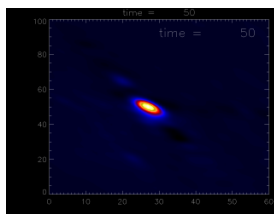


Рис. 3

На ранних стадиях эволюции солнечного события наблюдаются два источника излучения: центральный и нижний. В первом возникает вспышка, в то время как нижний источник является стационарным и представляет собой гирорезонансный или циклотронный источник над солнечным пятном. В процессе развития вспышки центральный источник приобретает большую интенсивность (яркость возрастает в сотни раз) и на его фоне нижний источник перестаёт быть видимым.

Сравнение степени поляризации и интенсивности всплеска в точке максимума излучения.

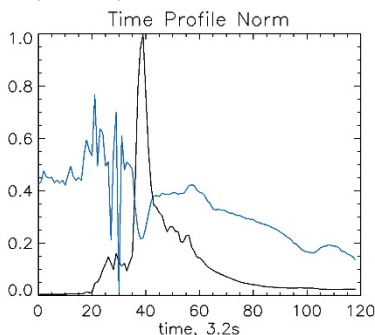


Рис. 4

На рис. 4 представлены временные профили интенсивности ($I=I_R+I_L$) и степени поляризации ($p = (I_R+I_L)/I$). Обращает на себя внимание то, что степень поляризации демонстрирует обратную корреляцию с интенсивностью. На фазе резкого роста интенсивности всплеска степень поляризации уменьшается, а на фазе спада, наоборот увеличивается.

Это явление можно объяснить тем, что в период максимальной фазы всплеска начинает доминировать гиротронное излучение нетепловых электронов, знак поляризации которого противоположен знаку поляризации фонового теплового циклотронного излучения.

На ранних стадиях эволюции солнечного события наблюдаются два источника излучения: центральный и нижний. В первом возникает вспышка, в то время как нижний источник является стационарным и представляет собой гирорезонансный или циклотронный источник над солнечным пятном. В процессе развития вспышки центральный источник приобретает большую интенсивность (яркость возрастает в сотни раз) и на его фоне нижний источник перестаёт быть видимым.

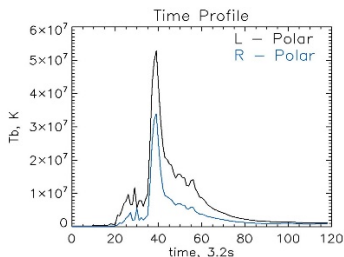
Сравнение временных профилей яркости в левой и правой поляризации

Рис. 5

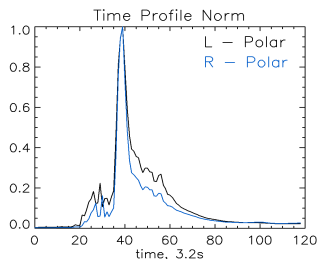


Рис. 6

На рис. 5 показаны временные профили яркости в левой и правой поляризации в точке максимальной яркости импульсного радиовсплеска на частоте 7 ГГц. На рис. 6 показаны те же профили, но их амплитуды нормированы на единицу для удобства сравнения их динамики. Отчётливо видно, что интенсивность в правой поляризации демонстрирует более быстрое возрастание и затем убывание по сравнению с левой поляризацией. Скорее всего это связано с тем, что источник, генерирующий лево-поляризованное излучение, имеет большую оптическую толщину по сравнению с источником право-поляризованного излучения. На основании этого можно сделать вывод, что лево-поляризованная волна является необыкновенной модой, а право-поляризованная – обыкновенной.

Результаты

Подготовлен каталог, включающий 7 из 38-ми вспышек, зарегистрированных на SRG в период тестовых наблюдений в 2022 и 2023 годах. Отобранные вспышки характеризуются относительно большой мощностью ($F_f > 100$ есп), простой формой частотного спектра и простыми временными профилями.

В рамках данной работы синтезированы изображения двух событий на 16 частотах, охватывающих весь период солнечной активности. Для одного из событий (18.03.2023) детально изучена динамика радиояркости на различных фазах вспышки. Выявлена антикорреляция между временными профилями интенсивности и степени поляризации микроволнового излучения вспышки. Обнаружена разная скорость изменения интенсивностей право- и лево-поляризованных компонент. Это открывает новые возможности для идентификации обыкновенной и необыкновенной мод гиросинхротронного излучения солнечных вспышек.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (грант №22-12-00308, В.Ф. Мельников).

- [1] Алтынцев А.Т., Лесовой С.В., Глоба М.В. и др. Солнечно-земная физика 2020. Т. 6, № 2. С. 37.
- [2] <http://badary.iszf.irk.ru>
- [3] <http://90.188.35.59:8501>
- [4] <ftp://ftp.rao.istp.ac.ru/SRH>

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ОПТИЧЕСКОГО СВЕЧЕНИЯ ИОНОСФЕРЫ В КРАСНОЙ ЛИНИИ ОПТИЧЕСКОГО СПЕКТРА (630 НМ), ПОЛУЧЕННЫЕ ПРИ ПОМОЩИ КАМЕРЫ ВСЕГО НЕБА KEO SENTINEL ВО ВРЕМЯ НАГРЕВНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА СТЕНДЕ СУРА В 2021-22 ГГ.

В.В. Емельянов¹⁾, Д.А. Когогин¹⁾, И.А. Насыров¹⁾, С.М. Грач²⁾, А.Б. Белецкий³⁾

¹⁾ Казанский университет

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

³⁾ ИФП СО РАН

Введение

В августе-сентябре 2021 года, а также в июле-августе 2022 года на стенде «Сура» было проведено 14 экспериментальных серий по изучению оптических эффектов, происходящих в ионосфере в результате воздействия на нее мощной радиоволны стенда «Сура», расположенного в загородном полигоне НИРФИ ННГУ «Васильсурск» в 140 км к востоку от Нижнего Новгорода (56.15° с.ш., 46.10. в.д.) [1]. Воздействие на ионосферу осуществлялось радиоволной О-поляризации в импульсном режиме с периодом 6 минут: 2.5 минуты – излучение, 3.5 минуты – пауза, частоты волны накачки варьировались от 5640 кГц до 4300 кГц в зависимости от состояния ионосферы.

Регистрация оптических эффектов производилась с использованием ПЗС-камеры KEO Sentinel, оснащенной объективом с полем зрения 145° и светофильтром на длину волны $\lambda = 630$ нм с полосой пропускания $\Delta\lambda_{0.5} = 2$ нм. Размер кадра изображения составляет 2048×2048 пикселей, однако для увеличения соотношения сигнал/шум съемка производилась с бинированием (объединением пикселей) 4×4, в результате итоговое изображение с камеры получается размером 512×512 пикселей. Оптическая система KEO Sentinel была установлена на территории магнитной обсерватории КФУ (географические координаты: 55.56° с.ш., 48.45° в.д.) на расстоянии около 170 км к востоку от антенной системы стенда «Сура» [2]. Регистрация изображений производилась в периодическом режиме с периодом 30 с и экспозицией 25 с. Также была реализована синхронизация регистрации изображений с режимом работы стенда «Сура» (регистрация каждую 0 и 30 с).

Методика обработки данных и результаты экспериментов

Для выделения оптических эффектов на снимках ночного неба использовалась методика, подробно описанная в работе [3]. Дополнительно данная методика была усовершенствована путем добавления нескольких этапов обработки: 1) удаление тренда для уменьшения фонового свечения, связанного с заходом солнца, 2) компенсация неравномерности регистрации света матрицей ПЗС-камеры. Добавление данных этапов позволило значительно улучшить качество получаемых изображений. Следующим этапом была реализована привязка пикселей изображения к географическим координатам. Для этого использовалась методика, аналогичная изложенной в статье [4], с некоторыми дополнениями и изменениями.

По результатам обработки портретов ночного неба в экспериментах 2021 и 2022 года можно считать все 14 экспериментальных дней удачными, т.к. оптические эффекты удалось выделить на изображениях, соответствующих всем экспериментальным дням. Примечательно, что помимо привычного для такого рода экспериментов оптического свечения имеется так же ряд дней, когда наблюдался противоположный эффект, а именно подавление фонового свечения ионосферы. На рис. 1 показаны примеры части снимка ночного неба размером 110×110 пикселей, полученные после проведения описанной выше обработки, с выделенными на них областями свечения ионосферы для эксперимента 1 августа 2022 года и примеры областей подавления фонового свечения ионосферы для экспериментов 10 августа 2021 года. По координатным осям отложены номера пикселей изображения, яркость указана в единицах АЦП матрицы.

Высоты возникновения областей подавления примерно совпадают с высотами возникновения областей свечения и варьируются в пределах от 250 до 350 км. Пространственный размер областей подавления в среднем примерно в 2 раза превышает размер областей свечения.

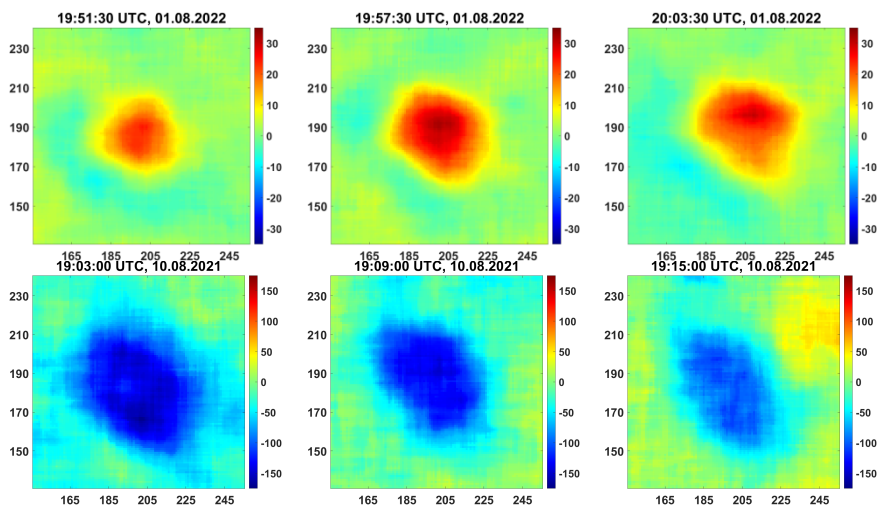


Рис. 1

В экспериментах 2022 года присутствовали так же дни, когда области свечения и подавления сменяли друг друга в пределах одного эксперимента (в нескольких циклах нагрева наблюдался эффект свечения, в нескольких – подавления). Особого внимания заслуживают эксперименты 6 сентября 2021 года 31 июля 2022 года. Характерной особенностью этих экспериментальных дней является присутствие областей стимулированного свечения ионосферы и областей подавления фонового свечения одновременно на протяжении практически всего времени наблюдения. На рис. 2 показаны примеры оптических эффектов, соответствующих этим экспериментальным дням. Дополни-

тельно координаты пикселей изображения преобразованы в географические координаты (широта, долгота). Синими линиями изображены линии географической сетки, красными – проекции линий магнитного поля на плоскость кадра. По осям отложены географические координаты (с.ш. – по вертикали, в.д. - по горизонтали), яркость указана в единицах АЦП матрицы.

Режим воздействия на ионосферу в эти экспериментальные дни был практически одинаковым: 2.5 минут – излучение, 3.5 минут – пауза, радиоволна О-поляризации, диаграмма направленности антенной системы стенда Сура была ориентирована в магнитный зенит (наклон на 12° на юг от вертикали). Различия были только в частотах воздействия: 4300 кГц для эксперимента 2021 года и 4785 кГц для эксперимента 2022 года.

6 сентября 2021 года область свечения возникала на высоте порядка 295 км, а 31 июля 2022 года – 315 км. Области подавления в обоих экспериментах смещены относительно области свечения в северном направлении. Пространственные размеры области подавления преимущественно превышают размеры областей свечения. В эксперименте 2021 года области свечения и подавления пространственно разнесены на большее расстояние, чем в эксперименте 2022 года.

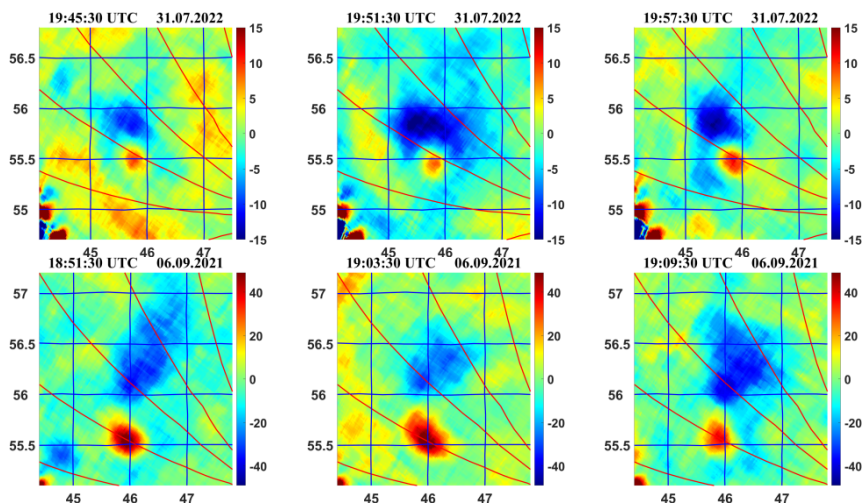


Рис. 2

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ, гранты № 20-12-00197П, № 23-27-00323.

- [1] Когогин Д.А., Насыров И.А., Шиндин А.В. и др. Динамическая картина стимулированной мощным радиоизлучением области свечения ионосферы, полученная по результатам совместного анализа снимков ночного неба в линии 630 нм и карт вариаций полного электронного содержания // Известия вузов. Радиофизика. 2020. Т. 63, № 2. С. 89.

- [2] Насыров И.А., Когогин Д.А., Шиндин А.В. и др. Метод построения пространственной картины распределения полного электронного содержания в области стимулированного оптического свечения ионосферы // Учен. зап. Казан. ун-та. Сер. Физ-матем. науки. 2021. Т. 163, кн. 1. С. 59.
- [3] Шиндин А.В., Клименко В.В., Когогин Д.А. и др. Пространственные характеристики области генерации искусственного свечения ионосферы в линии 630 нм при воздействии радиоизлучением стенда «Сура» // Изв. вузов. Радиофизика. 2017. Т. 60, № 11. С. 949.
- [4] Сыренова Т.Е., Белецкий А.Б., Васильев Р.В. Географическая привязка кадров широкоугольных оптических систем // Журнал технической физики. 2021. Т. 91, № 12. С. 1990.

ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРОВ УНЧ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ОТ НАЗЕМНЫХ ИСТОЧНИКОВ РАЗНОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ. СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ

Е.Н. Ермакова, А.В. Рябов

НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В работе выполнен сравнительный анализ амплитудных и поляризационных спектров УНЧ магнитных полей для источников типа горизонтальный магнитный и вертикальный электрический диполи. Первым типом диполя могут быть аппроксимированы горизонтальные токовые линии, вторым типом – наземные грозовые источники. На основе численных расчетов для разной степени горизонтальной неоднородности волновода земля-ионосфера проанализированы особенности спектральных параметров УНЧ магнитного поля от разных источников. Рассмотрены случаи высокочастотных ИАР и суб-ИАР. Предполагалось, что прием низкочастотных полей разного происхождения производился в одном приемном пункте. Поскольку источники располагались в разных точках на земной поверхности, то трассы распространения магнитных УНЧ волн от разных источников существенно различались. Была исследована возможность разного влияния структур ИАР и суб-ИАР на спектры амплитуды и поляризации УНЧ полей от грозовых вертикальных разрядов и горизонтальных токовых линий, что могло приводить к смещению частот максимума амплитуды и поляризационного параметра в спектрах магнитных полей разного происхождения. В данном случае сигналом является магнитное поле от горизонтальной токовой линии, помехой – УНЧ поля от вертикальных разрядов.

Приведем формулы для расчета горизонтальных магнитных компонент H_θ и H_φ , полученные в импедансном приближении при условии $kr_0 \ll 1$. Компоненты магнитного поля, от токового источника, лежащего вдоль направления В-З, задаются выражением [1]:

$$H_{1\varphi} = \frac{M1\sqrt{D_s}}{8\pi k_0 a^2 \sin^2\left(\frac{r}{2a}\right)} (A^{\theta\theta} \cos \varphi_1 - A^{\theta\varphi} \sin \varphi_1), \quad (1)$$

$$H_{1\theta} = \frac{M1\sqrt{D_s}}{8\pi k_0 a^2 \sin^2\left(\frac{r}{2a}\right)} (A^{\varphi\theta} \cos \varphi_1 - A^{\varphi\varphi} \sin \varphi_1). \quad (2)$$

Компоненты магнитного поля от вертикального электрического диполя задаются следующими формулами:

$$H_\varphi = \frac{Il\sqrt{D_s}}{4\pi ah} \left(h_L^{-1}(2)^{\theta\theta} + \frac{h_{s,\theta\varphi}}{h_{s,\theta\theta}} h_L^{-1}(2)^{\theta\varphi} \right) \cot \frac{r}{2a}, \quad (3)$$

$$H_\theta = \frac{Il\sqrt{D_s}}{4\pi ah} \left(h_L^{-1}(2)^{\varphi\theta} + \frac{h_{s,\theta\varphi}}{h_{s,\theta\theta}} h_L^{-1}(2)^{\varphi\varphi} \right) \cot \frac{r}{2a}. \quad (4)$$

здесь a – радиус земли, φ_1 – угол между направлением на приемник и антенной ориентированной вдоль линии В-З, r – расстояние от источника до приемника, значение угла берется в точке источника, h_L – матрица поверхностного импеданса ионосферы, значок “S” означает усреднение вдоль трассы распространения н/ч волн, D_S – детерминант усредненной матрицы. Нужно отметить, что основной вклад в значения компонент от вертикального источника вносят компоненты матрицы в точке приемника (формулы 3 и 4). Это подтверждает экспериментально полученный факт, что влияние ионосферных резонаторов на спектры фонового магнитного шума определяется свойствами локальной ионосферы над точкой регистрации УНЧ полей. Значения компонент матрицы \hat{A} задаются громоздкими выражениями [2], и в данной статье не приводятся. Надо заметить, что при формировании спектров магнитных полей от горизонтального источника ионосферные структуры над приемником и над источником вносят вклад в равной степени. Влияние горизонтальной неоднородности ионосферы на спектры магнитных полей от токовых линий является основной причиной сдвига частоты максимумов в амплитудных и поляризационных спектрах УНЧ полей от разных источников.

На рис. 1 приведены примеры спектров амплитуды магнитных компонент СЮ и ВЗ (а, б) и поляризационного параметра для разного вида источников (Γ) для периода, когда отчетливо наблюдалось влияние суб-ИАР.

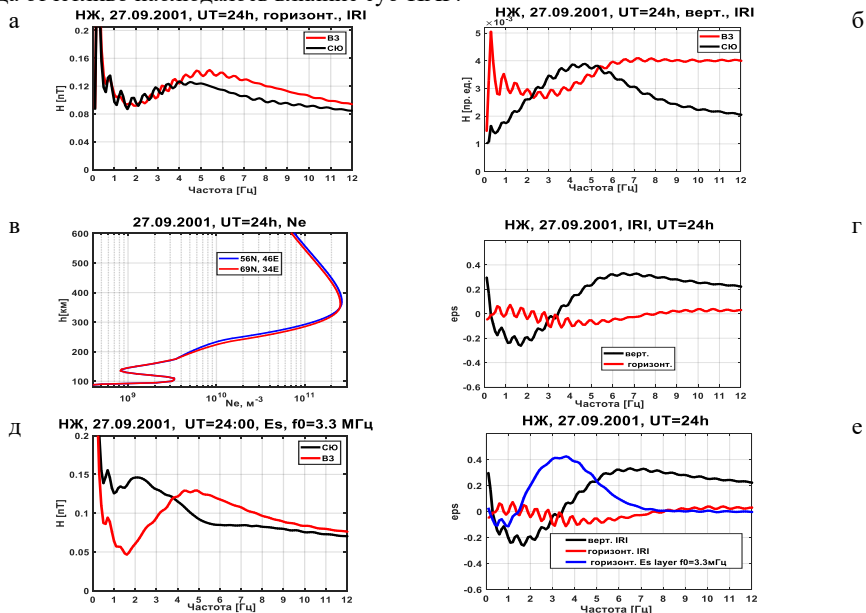


Рис. 1

Горизонтальная неоднородность параметров ионосферы задавалась моделью IRI. рис. 1, в демонстрирует слабые изменения профиля N_e в крайних точках трассы для горизонтального источника. Спектры получены для приемного пункта с координатами

(56 с.ш., 46 в.д.). Горизонтальный источник располагался в пункте с координатами (69 с.ш., 34 в.д.), а вертикальный источник – в области Азиатского грозового очага. Слабая горизонтальная неоднородность ионосферы вдоль трассы распространения н/ч волн от горизонтального источника привела к тому, что частоты максимумов амплитуды в магнитных компонентах СЮ от обоих источников различались незначительно. Это привело также к малым значениям поляризационного параметра ϵ для полей от горизонтального диполя, максимальные абсолютные значения которого не превышали значений 0.08, что означало практически линейный характер поляризации этих полей (рис. 1г). Максимальные значения ϵ для магнитных полей от вертикального источника в 4-5 раз превышали значения ϵ для горизонтального диполя. рис. 1д демонстрирует влияние увеличения горизонтальной неоднородности волновода (слой Es с горизонтально неоднородным распределением интенсивности, максимальная плазменная частота f_{0Es} в ионосфере над источником составляла 3.3 МГц) на спектры амплитуды и поляризации УНЧ магнитного поля от горизонтального диполя. Появление значительного смещения по частоте максимума амплитуды между разными компонентами приводит также к появлению смещения по частоте максимума в компонентах СЮ от разных источников (рис. 1б и рис. 1д). Наблюдается резкое увеличение эллиптичности сигналов от горизонтального диполя. Это приводит к наличию частотного интервала, на котором абсолютные значения ϵ для магнитных полей от горизонтального диполя становятся существенно больше, чем от вертикального диполя (рис. 1е). На рис. 2 показаны спектры УНЧ полей от разных источников в условиях высокочастотного ионосферного альвеновского резонатора 27.10.2008.

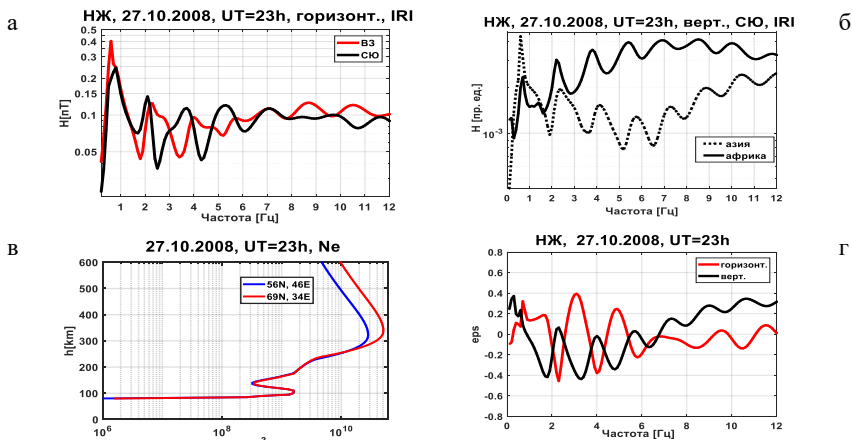


Рис. 2

В этом случае горизонтальная неоднородность, задаваемая IRI (рис. 2в) сильно меняет характер амплитудных спектров УНЧ магнитных полей от горизонтального диполя: появляется смещение максимумов амплитуды и разный характер частотной зависимости в разных компонентах (рис. 2а). Для вертикального источника положение максимумов

и минимумов зависит в большей степени от положения источника (рис. 2б). В случае высокой активности азиатского источника может быть существенным смещение частот максимумов РСС от разных источников. Абсолютные значения ϵ для магнитных сигналов от горизонтального диполя возрастают до величин 0,4, и вариации этой величины от разных источников идут в противофазе (рис. 2г). Разное влияние ионосферных резонаторов на амплитуду магнитного поля от разных источников продемонстрировано на примере суточной динамики величины сигнал/шум на частотах 2-8 Гц для магнитной компоненты СЮ для разного уровня солнечной активности (рис. 3). В данном случае сигналом является магнитное поле от горизонтальной токовой линии, помехой – УНЧ магнитные поля от вертикальных разрядов. Уровень магнитного шума в компонентах определялся на основе анализа данных н/ч мониторинга на среднеширотном пункте с координатами (56N, 46 E) (рис. 3а, в). Горизонтальная неоднородность трассы от токового источника была увеличена введением неоднородного по интенсивности слоя E_s с максимальной частотой $f_0=3$ МГц над источником в период 19-22UT 21.09.2011. Это привело к немонотонному характеру динамики величины сигнал/шум в ночное время суток (рис. 3б). Смещение частот максимумов РСС в амплитудных спектрах УНЧ полей от разных источников резко повысило отношение сигнал/шум на частотах 3 и 3,5 Гц в темное время суток 27.10.2008 (Рис. 3г).

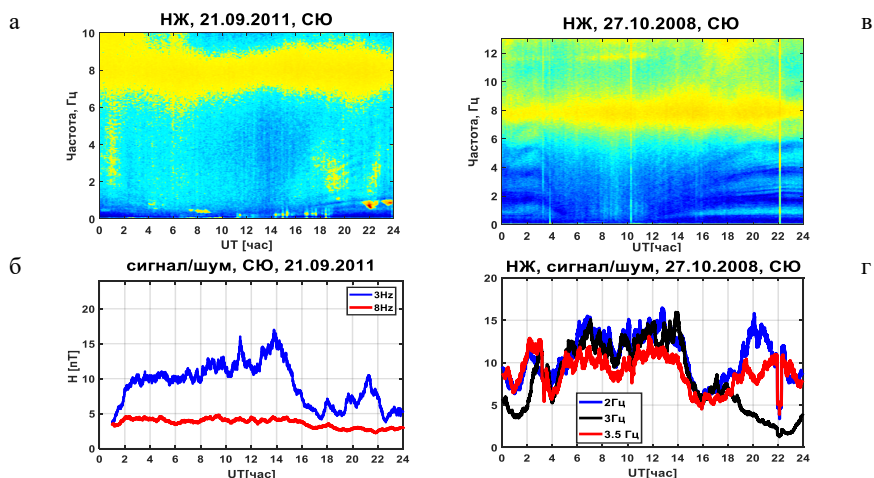


Рис. 3

Работа выполнена по проекту № FSWR-2023-0038 в рамках базовой части Государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ.

- [1] Кириллов В.В., Копейкин В.Н. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 2002. Т. 46, № 1. С. 1.
 [2] Ermakova E. N., Kotik D. S., Ryabov, A. V. // Journal of Geophysical Research: Space Physics. 2022. 127. e2021JA030025.

СУБ-ТГц ИЗЛУЧЕНИЕ ВСПЫШЕК НА КАРЛИКОВЫХ ЗВЁЗДАХ

Ю.А. Горбачёва¹⁾, В.Ф. Мельников^{1,2)}

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ГАО РАН

Введение

В период с 21 января по 25 апреля 2017 года на интерферометре ALMA проводились наблюдения за звездой Проксима Центавра в суб-ТГц диапазоне с целью выявления пылевых облаков. При детальном анализе полученных записей было обнаружено кратковременное вспышечное событие, в ходе которого звезда стала ярче почти в 1000 раз [1]. Была получена информация о временном профиле, о наклоне континуального спектра, а также информация о линейной поляризации суб-ТГц излучения вспышки.

В данной работе мы рассматриваем следующие вопросы, связанные с этой вспышкой: 1) каков механизм суб-ТГц излучения наблюдаемой вспышки; 2) относится ли эта вспышка к классу «супервспышек»; 3) можно ли использовать Сибирский Радиогелиограф для исследования подобных вспышек.

Интерферометр ALMA

Atacama Large Millimeter Array (ALMA) — комплекс радиотелескопов, который расположен в чилийской пустыне Атакама. ALMA имеет возможность проводить исследования в широком диапазоне частот от 84 до 950 ГГц. Для данного исследования использовали четыре спектральных окна с центрами на частотах 225, 227, 239 и 241 ГГц, каждое окно имеет по 120 каналов каждый шириной 0.015 ГГц.

Объединяя и усредняя эти данные, ALMA даёт информацию о временном профиле спектральной плотности потока излучения от звезды. Спектральный индекс α наклона частотного спектра определяют, исходя из предположения о степенной зависимости плотности потока F_ν от частоты ν : $F_\nu \propto \nu^\alpha$. Также ALMA может измерять вертикальную и горизонтальную составляющие вектора электрического поля волны E_{XX} и E_{YY} , что даёт нам информацию о нижнем пределе доли линейной поляризации в излучении Q/I , где $I = \langle E_{XX}^2 \rangle + \langle E_{YY}^2 \rangle$ - первый параметр Стокса, $Q = \langle E_{XX}^2 \rangle - \langle E_{YY}^2 \rangle$ - второй параметр Стокса.

Основная информация о звезде Проксима Центавра

Проксима Центавра, находясь от нас на расстоянии 4.24 световых года, является ближайшей звездой, не считая Солнца. Относится к типу красный карлик, масса составляет 12% от массы Солнца и радиус 14.5% от радиуса Солнца.

Интересно в этой звезде и то, что она имеет экзопланету Проксима Центавра b на расстоянии, на котором на планете возможна вода в жидком состоянии, что означает возможность зарождения жизни. Однако сильная вспышечная активность может помешать этому процессу.

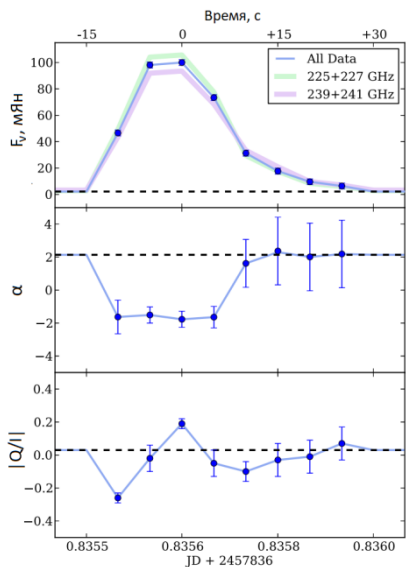
Информация о вспышке 24 марта 2017 года по наблюдениям на ALMA

Рис. 1

Параметр Q/I , дающий нижний предел линейной поляризации, также представлен на рис. 1 (нижняя панель). Во время начального резкого роста плотности потока нижний предел относительной линейной поляризации равен $|Q/I| = -0,26 \pm 0,02$. На пике знак меняется на положительные значения, $|Q/I| = 0,19 \pm 0,02$, прежде чем вернуться к нулю по мере снижения плотности потока.

Отрицательный наклон частотного спектра и наличие линейной поляризации являются сильными свидетельствами того, что зафиксированный на ALMA суб-ТГц всплеск является (гиро-)синхротронным излучением релятивистских электронов со степенным энергетическим спектром из оптически тонкого источника.

Влияние эффекта Фарадея на деполяризацию

Регистрация линейной поляризации излучения от звёздной вспышки является неожиданным фактом. Многочисленные попытки её обнаружения в микроволновом диапазоне во вспышках на Солнце не увенчались успехом. Причиной этого считается деполяризация из-за эффекта Фарадея.

Синхротронное излучение в общем случае эллиптически поляризовано. Эффект Фарадея заключается в повороте плоскости поляризации, при прохождении сквозь магнитоактивную среду. Угол поворота сильно зависит от частоты. А так как любой реальный астрономический инструмент принимает сигнал в некотором диапазоне частот, то повернутые на разные углы векторы электрического поля на разных частотах будут

Вспышка в суб-ТГц излучении длилась не больше минуты. На верхней панели рис. 1 показан временной профиль спектральной плотности потока в указанных диапазонах частот. В пике интенсивности плотность потока достигает 100 ± 4 мЯн (светимость $2,04 \pm 0,15 \times 10^{14}$ эрг·с⁻¹·Гц⁻¹). Это почти в 1000 раз выше, чем светимость звезды в спокойном (вне-вспышечном) состоянии. Излучение звезды в спокойном состоянии показано на графике штриховой линией.

Важным свойством частотного спектра является то, что спектральный индекс на максимальной фазе вспышки становится отрицательным (рис. 1, средняя панель). В пике вспышки спектральный показатель $\alpha = -1,77 \pm 0,45$. Это означает, что диапазон частот, на котором велось исследование, 225 ГГц – 241 ГГц, находится на спадающем участке частотного спектра.

накладываться друг на друга, приводя к деполяризации. Разность углов поворота плоскостей поляризаций волн, частоты которых отличаются на $\Delta\nu$, описывается формулой [3]:

$$\Delta\psi = 4,8 \cdot 10^4 N_e B L \frac{\Delta\nu}{\nu^3}. \quad (1)$$

Здесь N_e – концентрация электронов, B – магнитное поле, направленное вдоль распространения волны, L – длина пути луча в магнитоактивной плазме.

Для типичных условий в солнечной короне ($N_e \approx 10^8 \text{ см}^{-3}$, $L \approx 10^{10} \text{ см}$, $B \approx 10 \text{ Гс}$) и характеристиках обычно используемых приёмников ($\nu \approx 10 \text{ ГГц}$, $\Delta\nu = 10 \text{ МГц}$) получаем разность угла поворота 4.7 радиан. Это, безусловно, очень большая величина, которая и об т я с н я е т деполяризацию микроволнового излучения в солнечной короне. Если предположить, что в короне Проксимы Центавра условия примерно такие же, как в короне Солнца, то учтя, что средняя частота наблюдений вспышки на ALMA $\nu \approx 233 \text{ ГГц}$, а $\Delta\nu = 15 \text{ МГц}$, получим вс е го $\Delta\psi = 5.7 \cdot 10^{-4}$ радиан, что, несомненно, очень малая величина. Даже, если каждый из параметров: плотность плазмы, напряженность поля и протяженность короны на звезде больше в 10 раз, всё равно будем иметь $\Delta\psi = 5.7 \cdot 10^{-1}$ радиан. Мы делаем вывод, что на частотах, используемых на ALMA, деполяризация из-за эффекта Фарадея практически незаметна, и мы действительно можем зафиксировать линейно поляризованное излучение от звезды.

Оценка эффективного спектрального потока излучения от звезды

Поток электромагнитного излучения падает пропорционально квадрату расстояния от источника. Следовательно, зная поток от звезды F_{Star} , расстояние до звезды L_{Star} , и расстояние до Солнца L_{Sun} , мы можем высчитать, какой поток F мы бы зафиксировали с Земли, если бы данная звезда находилась на месте Солнца:

$$F_{\text{искомая}} = F_{Star} \frac{L_{Star}^2}{L_{Sun}^2} \quad (2)$$

Максимальная плотность потока излучения вспышки от Проксимы Центавра составила $F_{Star} = 100 \text{ мЯн}$, расстояние до Проксимы Центавра $L_{Star} \approx 4 \cdot 10^{13} \text{ км}$, расстояние до Солнца $L_{Sun} \approx 15 \cdot 10^7 \text{ км}$. Тогда поток будет равен $F_{\text{искомая}} = 7 \cdot 10^9 \text{ Ян} = 700\,000 \text{ есп}$. В данном диапазоне частот достаточно мощной солнечной вспышкой считается плотность потока в $F_\nu = 1000 \text{ есп}$. Таким образом, вспышка на Проксиме Центавра в 700 раз мощнее, чем средняя мощная вспышка на Солнце. Мы делаем вывод, что событие 24 марта 2017 года вполне можно назвать «супервспышкой».

Оценка возможности использования СРГ для наблюдений звёздных супервспышек

Сибирский Радиогелиограф (СРГ) – новейшее и очень перспективное оборудование для астрономических исследований. СРГ работает в трёх частотных диапазонах: 3-6 ГГц, 6-12 ГГц, 12-24 ГГц. При времени накопления сигнала $\tau = 0.1 \text{ с}$ в частотном диапазоне 3-6 ГГц чувствительность СРГ по спектральной плотности потока составляет

$F_{v\min}^{\text{срг}} = 40 \times 10^{-26} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{Гц}) = 40 \text{ Ян}$ [2]. Это частотное окно является самым чувствительным; для двух других чувствительность составляет: 70 Ян для 6-12 ГГц и 250 Ян для 12-24 ГГц. При увеличении времени накопления до $\tau = 10 \text{ с}$, чувствительность может увеличиться в 10 раз и составит: 4 Ян для 3-6 ГГц, 7 Ян для 6-12 ГГц и 25 Ян для 12-24 ГГц.

Будем считать, что степенная зависимость $F_v \propto \nu^\alpha$ сохраняется вплоть до частоты $\nu^{\text{срг}} = 4,5 \text{ ГГц}$ с $\alpha = -1,77$. Тогда между частотами ALMA и СРГ справедливо соотношение:

$$\frac{F_v^{\text{срг}}}{F_v^{\text{alma}}} = \left(\frac{\nu^{\text{срг}}}{\nu^{\text{alma}}} \right)^\alpha. \quad (3)$$

Теперь мы можем вычислить необходимую чувствительность СРГ, чтобы была возможность зафиксировать вспышку. В качестве частоты СРГ возьмём центр диапазона 3-6 ГГц $\nu^{\text{срг}} = 4,5 \text{ ГГц}$, а в качестве частоты ALMA - значение $\nu^{\text{alma}} = 233 \text{ ГГц}$, в качестве спектрального потока – пик вспышки $F_v^{\text{alma}} = 100 \text{ мЯн}$. Тогда

$$F_v^{\text{срг}} = F_v^{\text{alma}} \cdot \left(\frac{\nu^{\text{срг}}}{\nu^{\text{alma}}} \right)^\alpha = 0,1 \text{ Ян} \cdot \left(\frac{4,5 \text{ ГГц}}{233 \text{ ГГц}} \right)^{-1,77} \approx 108 \text{ Ян}. \quad (4)$$

Получаем, что минимальная плотность потока $F_{v\min}^{\text{срг}}$, к которой чувствителен СРГ, более чем в два раза меньше, чем полученное нами значение даже при $\tau = 0.1 \text{ с}$. При $\tau = 10 \text{ с}$ величина $F_{v\min}^{\text{срг}}$ уменьшится ещё в 10 раз. Таким образом, использование СРГ для исследования звёздных супервспышек является вполне реалистичной задачей. Однако нужно учесть, что в северном полушарии ближайшие к нам звёзды находятся на большем расстоянии, чем Проксима Центавра и, если оно больше в 3 раза, то поток от неё уменьшится в 10 раз. Так что для СРГ приём сигналов от вспышек такой же мощности на этих звёздах будет уже на пределе чувствительности.

Выводы

Мы пришли к следующим выводам: 1) механизмом излучения вспышки является (гиро-)синхротронным; 2) эффект Фарадея не приводит к сильной деполяризации сигнала; 3) вспышка на Проксиме Центавра была действительно достаточно мощной, чтобы называться «супервспышкой»; 4) использование СРГ для исследования звёздных супервспышек является вполне реалистичной задачей для звёзд, удалённых на расстояние не более 12 св. лет.

Работа выполнена при поддержке РФФИ-ГАСР (No. 20-52-26006, В.Ф. Мельников).

- [1] MacGregor M.A., Weinberger A.J., Wilner D.J. et al. // Detection of a Millimeter Flare from Proxima Centauri. The Astrophysical Journal Letters. 2018. 855:L2 (6pp).
- [2] Алтынцев А.Т., Лесовой С.В., Глоба М.В. и др. // Многоволновый сибирский радиогелиограф. Солнечно-земная физика. 2020. Т. 6, № 2, 14 с.
- [3] Кисляков А.Г., Разин В.А., Цейтлин Н.М., Кисляков А.Г. Введение в радиоастрономию. Ч. 1. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 1995, 212 с.

РЕАЛИЗАЦИЯ ФУНКЦИИ ЛЧМ-ПРИЕМНИКА НА ОСНОВЕ СИСТЕМЫ RED PITAYA SDRLAB 122-16

К.К. Грехнева, С.П. Моисеев, А. В. Шиндин, В.А. Павлова

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

На волне повышения интереса к ДКМВ радиосвязи все более актуальной становится задача разработки новой диагностической аппаратуры для контроля характеристик радиолиний. С решением этой задачи эффективно могут справиться ионозонды наклонного зондирования, использующие ЛЧМ сигнал (ЛЧМ-ионозонды). Для адекватного ответа на современные вызовы разрабатываемая техника должна удовлетворять следующим критериям: многофункциональность, соответствие мировым аналогам по техническим характеристикам, доступность.

В 2022 году в НИРФИ был представлен и введен в опытную эксплуатацию макет быстрого ионозонда вертикального зондирования на базе двух доступных отладочных плат Red Pitaya SDRLAB 122-16 [1]. Разработанный макет обеспечивает полный контроль приема-передающих параметров сигнала, а также всего цикла цифровой обработки сигнала. Макет допускает расширение функционала за счет реализации на ПЛИС тех или иных приема-передающих функций. В докладе описана реализация функции ЛЧМ-ионозонда на базе ранее разработанного макета, а также приведены первые тестовые результаты.

Методика

Эксперимент проводился с использованием созданного макета ионозонда вертикального зондирования, но с изменением программной части приёмного устройства макета.

В структуру приёмной части макета входит:

- КВ-антенна CT-HF-FD;
- Малошумящий усилитель с коэффициентом усиления 20 дБ;
- НЧ-фильтр с полосой пропускания 20 МГц;
- Отладочная плата Red Pitaya SDRlab 122-16 - измерительный модуль на основе системы на кристалле Xilinx Zynq 7020 SoC FPGA [2]. Плата реализует автоматически перестраиваемый приёмник на основе цифрового понижающего преобразователя. В составе однокристалльной системы имеются двухъядерный процессор общего назначения ARM Cortex A9, ПЛИС и 512 МБ ОЗУ, а также двухканальный 16-битный аналого-цифровой преобразователь, и двухканальный 14-битный цифро-аналоговый преобразователь.
- Синхронизированный с GPS двухканальный опорный генератор Leo Bodnar Precision GPS Reference Clock для синхронизации процесса перестройки частоты приема с передающей частью.

Блок-схема устройства приёмной части ионозонда представлена на рис. 1.

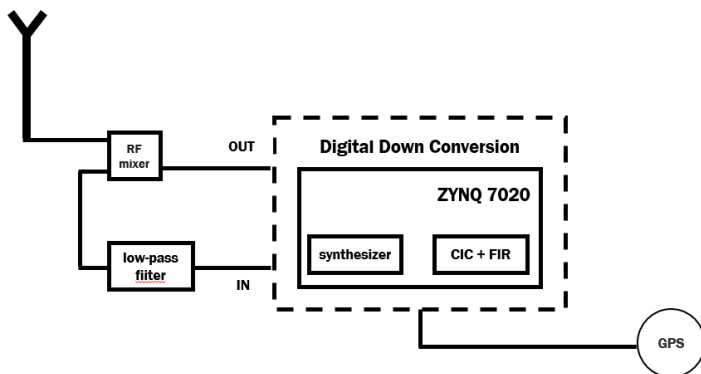


Рис. 1

В макете был использован открытый проект конфигурации ПЛИС платы SDRLab, реализующий универсальный двухканальный приемник на основе цифрового понижающего преобразователя [3]. Указанная конфигурация была модифицирована с целью реализации автоматической перестройки центральной частоты приема.

Функциональная блок-схема цифрового понижающего преобразователя представлена на рис. 2.

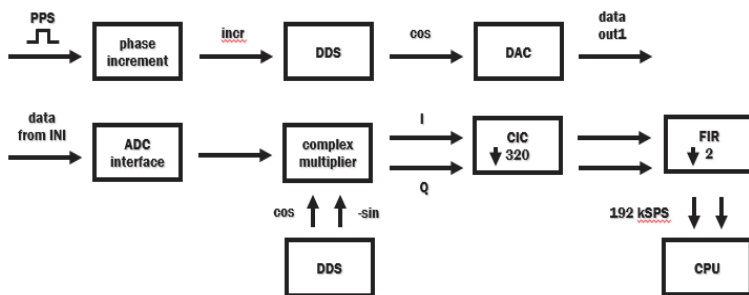


Рис. 2

В плате SDRLab, реализующей цифровой понижающий преобразователь, имеются два аналоговых входа, на один из которых поступает сигнал из антенны и оцифровывается АЦП с частотой дискретизации 122,88 Мвыб/с. Для процесса синхронизации процесса перестройки частоты с передающей частью используется PPS-сигнал (200 мс импульсы с периодом 1 с, синхронизованные с мировым временем), который подается на один из цифровых TTL входов платы. На уровне ПЛИС цифровой сигнал с антенны

и PPS-сигнал поступают в блок фазового инкремента, где по верхнему фронту PPS сигнала перестраивается частота с шагом 10 кГц. Выходной фазовый инкремент поступает в блок DDS-генератора (цифрового вычислительного синтезатора), который выполняет роль гетеродина. Далее было необходимо выполнить процедуру цифрового гетеродинирования с последующей децимацией. Эта операция выполняется параллельно в обоих I-Q каналах независимо друг от друга цифровыми фильтрами. Данные вначале проходят через СИС-фильтр (интегрально-гребенчатый фильтр типа БИХ) с перестраиваемым коэффициентом децимации, но так как сам по себе СИС-фильтр не может обеспечить требуемую крутизну АЧХ для качественного выделения полосы целевого сигнала, далее используется КИХ-фильтр с коэффициентом децимации 2. Далее отфильтрованные данные поступают в процессор общего назначения и становятся доступны из операционной системы платы.

Настраивать скорость передачи данных можно путём изменения коэффициентов децимации цифрового СИС-фильтра. Была выбрана скорость передачи 192 квыб/с.

Данный цифровой понижающий преобразователь реализован с помощью среды проектирования Vivado Xilinx на языке описания аппаратуры Verilog с использованием встроенных IP-ядер Xilinx.

Результаты эксперимента

Для отладки функции ЛЧМ ионозонда был использован макет быстрого ионозонда, развернутый на территории полигона «Васильсурск» НИРФИ. С помощью ионозонда осуществлялся прием сигнала от ЛЧМ-передатчика, расположенного на о. Кипр, со следующими параметрами излучения: диапазон частот – 8-30 МГц, скорость перестройки – 100 кГц/с, время выхода в эфир – каждые 5 минут, начиная с момента времени 00:00:20.

На рис. 3 представлена дистанционно-частотная характеристика ДКМВ канала Кипр-Васильсурск, зарегистрированная с помощью платы SDRLab 122-16.

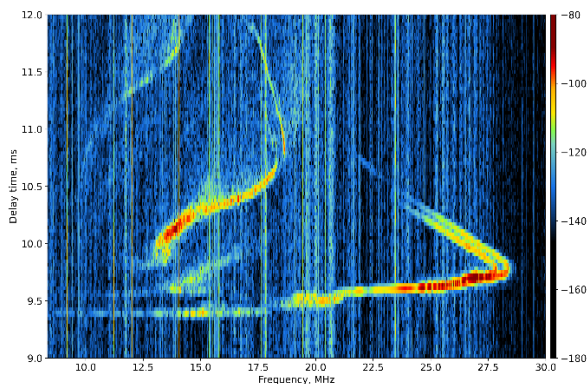


Рис. 3

Заключение

В рамках модернизации макета быстрого ионозонда НИРФИ были разработаны конфигурации ПЛИС и программное обеспечение, реализующие передающую и приёмную части ЛЧМ ионозонда. В ходе испытаний были получены дистанционно-частотные характеристики, сравнимые по качеству с характеристиками, полученными с использованием серийных ЛЧМ-ионозондов.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке программы стратегического академического лидерства Приоритет-2030.

- [1] Shindin A.V., Moiseev S.P., Vybornov F.I., Grechneva K.K., Pavlova V.A., Khashev V.R. // Remote Sensing. 2022. Vol. 14. P. 547.
- [2] Грехнева К.К., Павлова В.А., Шиндин А.В., Моисеев С.П., Востоков А.В. // В кн. Тр. XVII Конференции молодых ученых «Взаимодействие полей и излучения с веществом». 5-10 сентября 2022. – Иркутск, 2022. С. 348.
- [3] <http://pavel-demin.github.io/red-pitaya-notes/>

РЕЗУЛЬТАТЫ ТРЕХПОЗИЦИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ИСКУССТВЕННОГО ОПТИЧЕСКОГО СВЕЧЕНИЯ В КРАСНОЙ ЛИНИИ АТОМАРНОГО КИСЛОРОДА

Ю.К. Легостаева¹), С.М. Грач¹), А.В. Шиндин¹), К.К. Грехнева¹), В. Павлова¹), В.Р. Хашев¹), Д.А.Когогин²), И.А. Насыров²), А.Б. Белецкий³)

¹) ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²) Казанский университет

³) ИФП СО РАН

Искусственное свечение ионосферы наблюдается в F-области под воздействием мощного электромагнитного излучения в результате следующей цепочки явлений: (1) взаимодействие волны накачки обыкновенной поляризации (O) на частоте f_0 , меньшей критической частоты F₂-слоя ионосферы f_{0F2} , с ионосферной плазмой приводит к генерации плазменных волн в области отражения волны накачки; (2) плазменные волны эффективно ускоряют свободные электроны; (3) электроны, приобретающие в результате ускорения необходимую энергию $E > E_n$, при столкновениях возбуждают определённые энергетические уровни нейтральных атомов ионосферного газа (кислорода); (4) в процессе релаксации возбуждённого атома до основного состояния происходит высвечивание фотона.

Основной наблюдаемой линией свечения на нагревном стенде СУРА (Нижегородская область, пос. Васильсурск) является красная линия (длина волны $\lambda = 630$ нм), связанная с излучением атомарного кислорода при переходе электрона с уровня O(¹D) в основное состояние O³P с энергией возбуждения $E_n = 1,96$ эВ и временем жизни $\tau = 107$ с.

В случае регистрации искусственного свечения в нескольких разнесённых в пространстве пунктах появляется возможность оценить структуру и пространственные характеристики возмущенной области ионосферы. В 2022 г. эксперименты по регистрации искусственного свечения при воздействии мощным КВ радиоизлучением стенда СУРА в линии $\lambda = 630$ нм проводились в трех разнесённых пунктах наблюдения – стенд СУРА (географические координаты 56,15° с. ш., 46,10° в. д.), Магнитная обсерватория Казанского университета (55,56° с.ш., 48,45° в. д.) и деревня Заклучная (Перевозский район Нижегородской обл., 55.54° с. ш., 44.53° в. д.) 30 и 31 июля, 1, 2, 4, 23-27, 30 и 31 августа. Воздействие на ионосферу осуществлялось с помощью КВ радиоизлучения обыкновенной поляризации при вертикальной ориентации диаграммы направленности стенда, либо при наклоне диаграммы на юг на 12° в плоскости магнитного меридиана на частоте $f_0 = 4\ 300$ кГц, эффективная излучаемая мощность составляла $P_{эф} \sim 100$ МВт. Измерения на стенде СУРА и в д. Заклучная проводились с помощью камер SBIG-8 300M (далее SBIG) (размер кадра 3 326 × 2 504 пикселей) с объективами Canon EF 50mm f/1.2L USM с полем зрения 20° × 15° со светофильтром на длину волны $\lambda = 630$ нм с полосой пропускания $\Delta\lambda = 10$ нм. Пункт наблюдения в Казани был оснащен камерой KEO Sentinel (далее KEO) (размер кадра 2 048×2 048 пикселей) с объективом с полем зрения 150° со светофильтром на длину волны $\lambda = 630$ нм с полосой пропускания $\Delta\lambda = 2$ нм. Воздействие осуществлялось в режиме: 3 минуты – непрерывное излучение, 3 минуты – пауза. В экспериментах длительность экспозиции камер SBIG и KEO равнялась 25 с. Для увеличения чувствительности регистрации портретов ночного неба

велась с использованием бинирования (объединения пикселей) 9×9 для камер SBIG и 4×4 для КЕО.

Подробно методика регистрации и анализа портретов ночного неба описана в [1, 2]

Результаты проведенной обработки для 1 августа 2022 г. в сеансе воздействия 19:37-19:40 UT приведены на рис. 1-3. На рисунках представлена последовательность снимков ночного неба в красной линии атомарного кислорода, зарегистрированных в период с 19:36:30 по 19:40:30 UT. Время начала регистрации снимка со временем экспозиции 25 с, а также пункт регистрации указаны сверху панели. Верхний ряд снимков слева представляет собой темновой кадр. Далее снимки следуют с интервалом в 30 секунд. Следует отметить, что на панелях, соответствующих разным приемным пунктам, используют различные интервалы яркостной записи изображений: -50 до 150 единиц АЦП камеры для стенда СУРА, -10 до 30 для д. Заключная, от 0 до 30 для Казани.

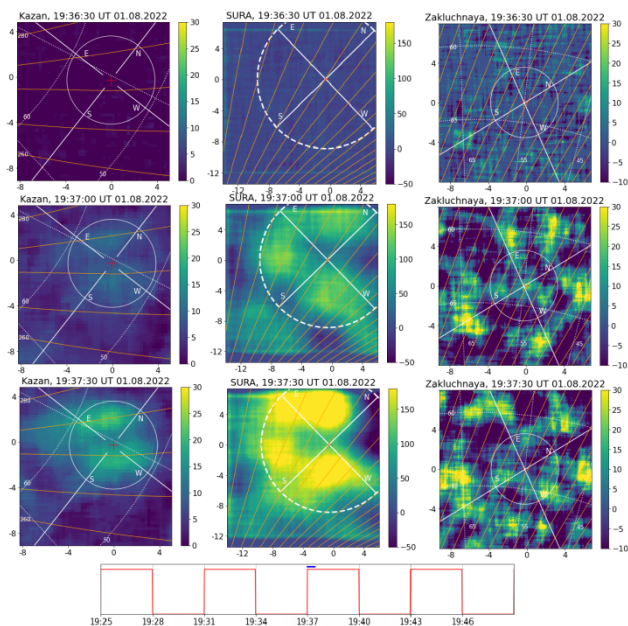


Рис. 1

Из рисунков видно, что после включения стенда в 19:37:00 UT начинается развитие искусственного свечения, которое достигает максимальной яркости приблизительно через 2-2,5 минуты после включения стенда. При этом в возмущенной области различается несколько пятен искусственного свечения во всех трех пунктах наблюдения. Наиболее регулярно очерченные области искусственного свечения видны на левых ко-

лонках снимков, соответствующих пункту в Казани, где явно различаются области свечения, которые имеют вид вытянутых вдоль проекций геомагнитного поля на плоскость кадра структур с размером приблизительно $\sim 10 \times 25$ км в привязке к центру возмущенной области на высоте ~ 250 км над стэндом.

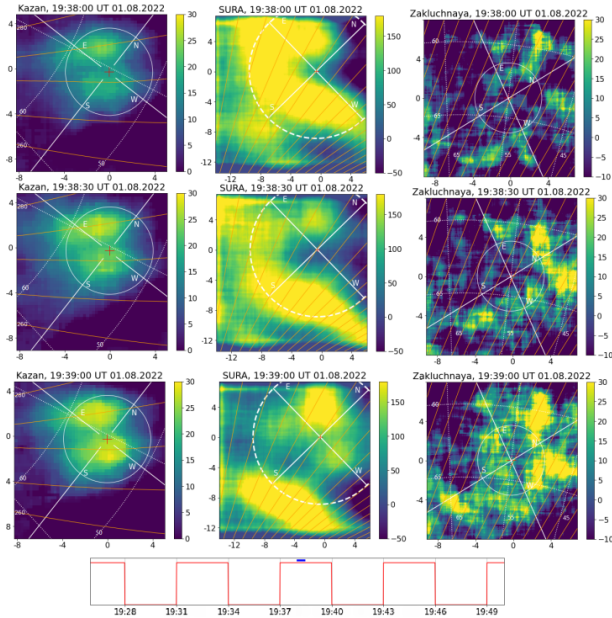


Рис. 2

Развитие таких же структур, но менее ярко очерченных, видно на панелях, соответствующих пунктам СУРА и Заключная. В то же время над стэндом СУРА наблюдается более сложная структура возмущенной области. В частности, верхнее (северо-восточное) пятно в пункте Казань соответствует верхнему пятну в пунктах СУРА и Заключная; два средних пятна (юго-восточное и западное) над стэндом СУРА соответствуют юго-западному пятну, зарегистрированному над пунктом в Заключной и нижнему пятну, зарегистрированному в Казани. Общая структура снимка над стэндом СУРА в целом соответствует снимкам над Заключной, несмотря на существенную меньшую яркость свечения в последнем пункте.

На рис. 3 видно, как искусственное свечение релаксирует после выключения мощной радиоволны.

В работе проанализированы данные одного сеанса воздействия на ионосферу с помощью стэнда СУРА (измерений оптического свечения ионосферы), в котором наблюдалось расслоение области искусственного свечения. Показано, что удастся установить

соответствие между изображениями, зарегистрированными с разных позиций. Это позволит при более конкретном учете углов наблюдения построить трехмерную картину распределения областей генерации свечения в возмущенной области.

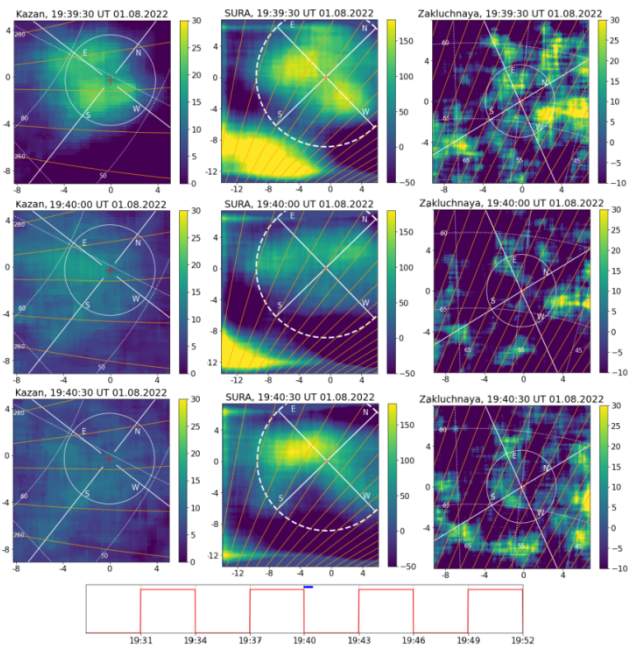


Рис. 3

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ, гранты № 20-12-00197П, № 23-27-0032.

- [1] Шиндин А. В. , Клименко В.В., Когогин Д.А. Белецкий А.Б., Грач С.М., Насыров И.А., Сергеев Е.Н. // Изв. Вузов. Радиофизика. 2017. Т. 60, № 11. С. 949.
- [2] Грач С.М., Клименко В.В., Шиндин А.В., Насыров И.А., Сергеев Е.Н., Яшнов В.А., Погорелко Н.А. // Изв. Вузов. Радиофизика. 2012. Т. 55, № 1–2. С. 36.
- [3] Емельянов В.В. и др. //В кн.: Тр. XXVII научн. конф. по радиофизике. 15 - 25 мая 2023 г./ Ред. В.В. Матросов, Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2023. С. 107.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХАУСДОРФОВОЙ РАЗМЕРНОСТИ ОНЧ ХОРОВ ПО ДАННЫМ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ С КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА

Г.М. Нещеткин^{1,3)}, П.А. Беспалов^{1,2)}, О.Н. Савина¹⁾

¹⁾ НИУ ВШЭ

²⁾ ИПФ РАН

³⁾ НИУ ВШЭ, лаборатория ЛАТАС

В работе количественно определена степень сложности электромагнитных ОНЧ хоров. Из огромного набора данных наблюдений, накопленных при реализации миссии космических аппаратов Van Allen Probe, были выбраны типичные примеры хоровых эмиссий, для которых доступны данные высокого разрешения. Для исключения влияния на результаты эффектов распространения в работе использовались данные наблюдений, полученные в области возбуждения хоров вблизи локального минимума магнитного поля за пределами плазмосферы. В работе использован оригинальный код расчета размерности Хаусдорфа длинной числовой последовательности. Затраты машинного времени при расчете данной размерности компенсируются тем, что для нее доказаны важные теоремы, позволяющие сделать выводы об ограничениях математического описания изучаемого процесса. Во всех случаях размерность оказалось нецелой, что свидетельствует о сложной динамике системы. При расчетах отмечены скачки размерности, в том числе уменьшение ее вдвое в пределах всплеска хоров. Полученные результаты важны для разработки численных методов автоматической диагностики хоров и для проверки теоретических моделей возбуждения этих излучений.

Примеры всплесков хоров

Обычно спектрограммы электромагнитных ОНЧ хоров в области их возбуждения расположены в двух полосах частот, разделенных белой линией половинной гирочастоты электрона. В работе представлены три типичных примера хоров, локализованных преимущественно в верхней полосе частот, в нижней полосе частот и в двух полосах частот.

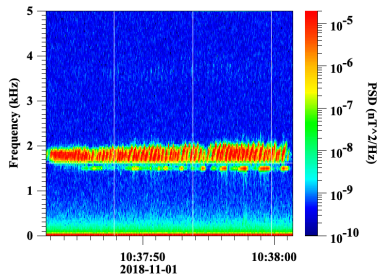


Рис. 1

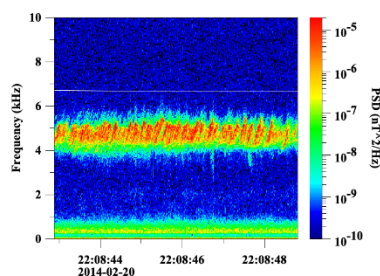


Рис. 2

На рис. 1 представлен динамический спектр хоров в верхней полосе частот, зафиксированных космическим аппаратом Van Allen Probe A 01.11.2018, на рис. 2 представлен динамический спектр хоров в нижней полосе частот, зафиксированных космическим аппаратом Van Allen Probe A 20.02.2014. На рис. 3 представлен динамический спектр хоров в двух полосах частот, зафиксированных космическим аппаратом Van Allen Probe A 07.07.2018.

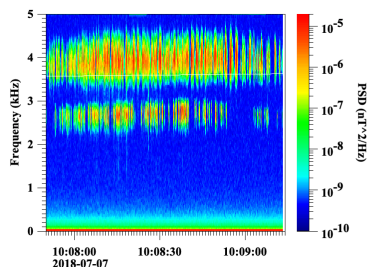


Рис. 3

Для анализа используется одна компонента волнового магнитного поля B_U , измеряемая прибором EMFISIS [1,2]. Использование одной компоненты обусловлено свойством, доказанным Такенсом [3], согласно которому для расчета размерности Хаусдорфа достаточно проанализировать поведение одной переменной, участвующей в сложном процессе. Частота дискретизации данных об используемом сигнале более 35 000 измерений в секунду. Важно, что в массивах данных нет повторяющихся подпоследовательностей, что было нами

проверено. Поэтому используемые данные оптимальны для анализа размерности.

Алгоритм расчета размерности

Для определения размерности Хаусдорфа необходимо реконструировать фазовое пространство рассматриваемой системы. Вводится m -размерное Евклидово пространство. Выбрав $B_U^1, B_U^2, B_U^3, \dots$ последовательные, регулярно разнесенные во времени измерения компоненты волнового магнитного поля, мы формируем векторы вида:

$$u^i = [B_U^i, B_U^{i+1}, \dots, B_U^{i+m-1}]$$

Для расчета размерности Хаусдорфа необходимо определить число точек в реконструированном пространстве, расстояние между которыми не превышает заданного значения r . Для определения размерности составляется корреляционная сумма $C(m, r)$. Чтобы посчитать такую сумму, для каждой точки в m -размерном пространстве (u^i) мы считаем число других точек, которые находятся на расстоянии от нее не больше, чем r , постепенно увеличивая счетчик. Этот процесс повторяется для каждой точки и затем берется среднее значение этих счетчиков. Такая корреляционная сумма может быть записана следующим образом:

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

Где $\delta_{ij} = \begin{cases} 0, & i \neq j \\ 1, & i = j \end{cases}$, $H(\zeta) = \frac{1}{2}(1 + \text{sgn}(\zeta))$, $|u^i - u^j| = \sqrt{\sum_{k=1}^m (u_k^i - u_k^j)^2}$.

Тогда искомая размерность может быть найдена по следующей формуле:

$$\dim = \lim_{N \rightarrow \infty} \lim_{r \rightarrow 0} \frac{|\log C(m, r)|}{|\log(r)|}$$

В работе, для длинных числовых последовательностей порядка одного миллиона компонент построены зависимости $|\log(C(m, r))|$ от $|\log(r)|$ для разных r . Выбиралось такое большое значение m , при котором угол наклона кривых на этом графике стабилизируется. Коэффициент угла наклона такой кривой принимается за оценку размерности Хаусдорфа. При выборе параметра m важно, чтобы выполнялось $m > 2[\dim] + 2$, где $[\dim]$ – целая часть значения размерности. В выполненных расчетах с высокопроизводительным алгоритмом мы перебирали значение m вплоть до $m=800$. Это гарантировало выполнение всех необходимых условий с большим запасом.

Результаты расчета размерности

Для хоров на рис. 1 размерность Хаусдорфа $\dim=5.9$, для хоров на рис. 2 $\dim=4.4$, для хоров на рис. 3 $\dim=5.2$. В ходе работы мы проанализировали около 30 примеров всплесков хоров типа и определили интервал изменения размерности для таких эмиссий $2 < \dim < 10$ [4]. Важно, что согласно выводам теории значение размерности указывает на число нелинейных автономных дифференциальных уравнений, необходимых для описания исследуемого процесса: $d = [\dim] + 1$, где d – это число уравнений.

Работа с длинными числовыми последовательностями позволила не только определить размерности всего всплеска хоров, но и рассмотреть величину размерности для фрагментов всплесков. Для некоторых из проанализированных примеров были обнаружены скачки размерности. Например, для показанного на рис. 1 примера найден временной интервал, отмеченный красными линиями на рис. 4, для которого размерность уменьшилась более чем в два раза до значения $\dim=2.5$.

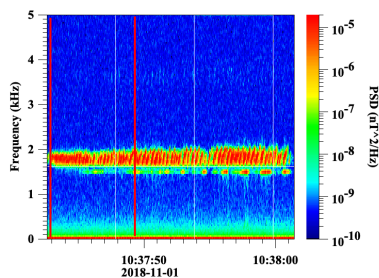


Рис. 4

найлены интервалы времени, в которых размерность уменьшается до значений $2 < \dim < 5$. По-видимому, в “простом” случае, когда хоры возбуждаются в одном направлении вдоль линии магнитного поля, размерность не превышает 5. Это подтверждается наличием верхнего предела для максимального значения размерности ($\dim < 10$).

Выводы

Для нескольких типичных примеров электромагнитных ОНЧ хоров в области их возбуждения определена величина размерности Хаусдорфа со следующими свойствами:

Известно, что хоры возбуждаются в двух направления вдоль силовых линий магнитного поля независимо. Так как для двух независимых событий A и B верно $\dim(A + B) \leq \dim(A) + \dim(B)$, то такого типа скачки размерности могут быть связаны с направлением возбуждения излучений. В период, когда размерность уменьшается в два раза, хоры возбуждаются в одном направлении, а в период с большей размерностью – в двух направлениях. Проанализировано большое количество примеров хоровых излучений с $\dim > 5$ и для многих из них

- Во всех случаях размерность оказалась нецелой, что указывает на сложную природу наблюдаемого явления.
- Результаты показали, что размерность хоров невелика и для аналитического описания этих эмиссий не требуется большого числа переменных и нелинейных автономных дифференциальных уравнений.
- Установлен пример хоров, для описания которых требуется только 3 уравнения.
- Установлен интервал изменения размерности $2 < \dim < 10$.
- Обнаружены скачки размерности при изменении временного интервала, что согласуется с современными представлениями.
- Полученные результаты хорошо согласуются с выводами теории, основанной на Beam Pulse Amplifier механизме возбуждения хоров [5].

Финансирование работы

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 20-12-00268).

- [1] <https://emfisis.physics.uiowa.edu/Flight/>
- [2] https://sscweb.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/Locator_graphics.cgi
- [3] Takens F. // Lect Notes Math. 1981. P. 366, <https://doi.org/10.1007/bfb0091924>
- [4] Bespalov P.A., Savina O.N., Neshchetkin G.M. // Results in Physics. 2022. Vol. 35. Article 105295, <https://doi.org/10.1016/j.rinp.2022.105295>
- [5] Bespalov P.A., Savina O.N. // Results in Physics. 2021. Vol. 28. Article 104607, <https://doi.org/10.1016/j.rinp.2021.104607>

DCO⁺, DCN, DNC, NH₂D и N₂D⁺ В ОБЛАСТЯХ ОБРАЗОВАНИЯ МАССИВНЫХ ЗВЕЗД

А.Г. Пазухин^{1,2)}, И.И. Зинченко^{1,2)}, Е.А. Трофимова¹⁾

¹⁾ ИИФ РАН

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В работе анализируются данные наблюдений на 30-метровом радиотелескопе IRAM пяти областей образования массивных звезд в линиях J=1-0 и J=2-1 DCO⁺, DCN, DNC, N₂D⁺ и 1₁₁-1₀₁ NH₂D, а также в линиях их гидрогенизированных аналогов. В работе получены оценки температуры и плотности газа в источниках. С помощью не-ЛТР моделирования получены оценки лучевых концентраций молекул. Кроме того, по данным наблюдений пыли на 850 мкм были получены оценки лучевых концентраций молекулярного водорода. В результате найдено, что содержание дейтерированных молекул относительно H₂ составляет ~10⁻⁹-10⁻¹¹ для DCO⁺ и DNC, ~10⁻¹⁰-10⁻¹¹ для N₂D⁺ и ~10⁻⁸-10⁻¹⁰ для NH₂D. Относительное содержание уменьшается с увеличением температуры с 20 до 40 К. Однако отношение DCN/H₂ практически постоянно и составляет ~10⁻¹⁰.

Данные наблюдений и их обработка

В работе используются данные наблюдений, проведенных в 2019 году на 30-метровом радиотелескопе IRAM. Наблюдения включали пять областей образования звезд большой массы (L1287, S187, S231, DR21(OH), NGC7538). В результате были получены карты размером ~200''×200''. Полученные спектры включали переходы J=1-0 и J=2-1 DCO⁺, DCN, DNC, N₂D⁺ и 1₁₁-1₀₁ NH₂D, а также переходы их гидрогенизированных аналогов HCO⁺, HCN, HNC. Частоты переходов были взяты из каталога CDMS (<http://cdms.de>) [1]. Для обработки данных была использована программа CLASS пакета GILDAS (<https://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS>). Кроме того, были использованы архивные данные наблюдений пыли SCUBA на 850 мкм [2]. Весь набор данных был приведен к одинаковому пространственному разрешению 40''. Антенная температура T_A была приведена к значениям температуры в главном лепестке T_{mb}.

Результаты

Для оценки кинетической температуры в работе используется отношения интегральных интенсивностей переходов J=1-0 H¹³CN и HN¹³C (см. подробнее в [3–5]), используя формулу $179 \exp(-109/T_{kin})$. Полученные карты температуры были дополнительно расширены с помощью данных основных изотопологов HCN и HNC.

Считая, что оптическая толщина мала, для расчетов плотности газа и лучевых концентраций молекул была использована программа RADEX [6], которая включает модель переноса излучения в не-ЛТР приближении. Значения коэффициентов частоты столкновений были взяты из каталога LAMDA [7]. Сначала была получена сетка модельных значений при температурах 5-80 К, плотностях газа 10³-10⁸ см⁻³ и лучевой концентрации 10¹² см⁻². Далее были вычислены отношения интегральных интенсивностей J=2-1/1-0 DCO⁺, DCN, DNC, из которых путем сравнения наблюдений и результатов моделирования были получены оценки плотности газа. После этого были получены оценки лучевых концентраций молекул.

Оценки лучевых концентраций молекулярного водорода были получены по данным наблюдений пыли на 850 мкм. Лучевая концентрация H_2 связана с плотностью потока излучения пыли [8]:

$$N_{H_2} = \eta \frac{S_v}{B_\nu(T_{dust}) \Omega \kappa_\nu \mu m_H}. \quad (1)$$

После подстановки численных значений [9]:

$$N_{H_2} = 2.02 \times 10^{24} (e^{14.39/(\lambda \cdot T)} - 1) \frac{\lambda^3 \cdot S_v}{\kappa_\nu \cdot \theta^2}, \quad (2)$$

где лучевая концентрация в $см^{-2}$, отношение масс газа к пыли $\eta=100$, функция Планка $B_\nu(T)$, плотность потока S_v в мЯн/рад², телесный угол Ω , ширина луча по половинной мощности θ в угловых секундах, длина волны λ в мм, температура пыли T_{dust} в Кельвинах, масса атома водорода m_H и средняя молекулярная масса $\mu=2.8$. Непрозрачность пыли $\kappa_\nu=1.82$ см²/г на 850 мкм [10]. Мы предполагали, что температура пыли одинакова и равна 20 К.

На рисунке представлены полученные оценки содержания молекул DCO^+ , DCN , DNC , NH_2D и N_2D^+ относительно H_2 в зависимости от кинетической температуры.

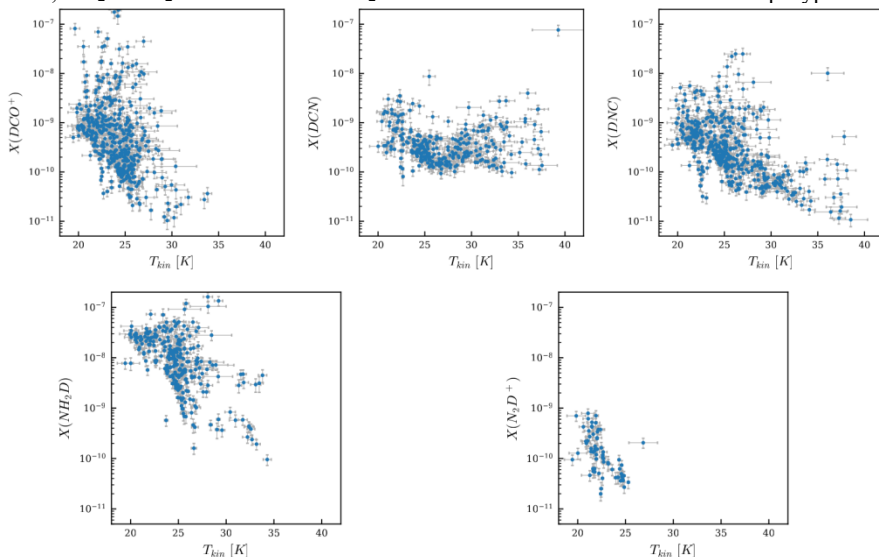


Рис.

Выводы

Содержание дейтерированных молекул относительно H_2 составляет $\sim 10^{-9}$ - 10^{-11} для DCO^+ и DNC , $\sim 10^{-10}$ - 10^{-11} для N_2D^+ и $\sim 10^{-8}$ - 10^{-10} для NH_2D . Относительное содержание уменьшается с увеличением температуры с 20 до 40 К. Однако отношение DCN/H_2 практически постоянно и составляет $\sim 10^{-10}$.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 22-22-00809).

- [1] Müller H. S. P., Schlöder F., Stutzki J., Winnewisser G. // *Journal of Molecular Structure*. 2005. Vol. 742. P. 215.
- [2] Di Francesco J., Johnstone D., Kirk H., MacKenzie T., Ledwosinska E. // *ApJS*. 2008. Vol. 175. P. 277.
- [3] Hacar A., Bosman A. D., van Dishoeck E. F. // *A&A*. 2020. Vol. 635. P. A4.
- [4] Beuther H., Wyrowski F., Menten K. M. et al. // *A&A*. 2022. Vol. 665. P. A63.
- [5] Пазухин А. Г., Зинченко И. И., Трофимова Е. А., Хенкель К. // *Астрон. журн.* 2022. Т. 99, № 12. С. 1254.
- [6] van der Tak F. F. S., Black J. H., Schöier F. L., Jansen D. J., van Dishoeck E. F. // *A&A*. 2007. Vol. 468. P. 627.
- [7] Schöier F. L., van der Tak F. F. S., van Dishoeck E. F., Black J. H. // *A&A*. 2005. Vol. 432. P. 369.
- [8] Hildebrand R. H. // *QJRAS*. 1983. Vol. 24. P. 267.
- [9] Kauffmann J., Bertoldi F., Bourke T. L., Evans N. J. I., Lee C. W. // *A&A*. 2008. Vol. 487. P. 993.
- [10] Ossenkopf V., Henning T. // *A&A*. 1994. Vol. 291. P. 943.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ КВ РАДИОВОЛН НА СЛАБОНАКЛОННЫХ ТРАССАХ СРЕДНЕШИРОТНОЙ ИОНОСФЕРЫ

Н.А. Семенова¹⁾, Ф.И. Выборнов^{1, 2)}, С.М. Грач¹⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ФГБОУ ВО «ВГУВТ»

В настоящее время является актуальной задача определения характерных параметров перемещающихся ионосферных возмущений ПИВ, вызывающих искажения ионограмм наклонного зондирования ионосферы в виде характерных образований U-типа. В работе представлены результаты моделирования распространения КВ радиоволн на трех слабонаклонных трассах среднеширотной ионосферы во время регистрации подобных ПИВ. Для анализа характеристик возмущенной области ионосферы использовались ионограммы вертикального и дистанционно-частотные характеристики (ДЧХ) наклонного зондирования ионосферы, полученные во время специального эксперимента по синхронной работе трех ЛЧМ пространственно-разнесенных ионозондов 19 декабря 2019 г. [1]. В основе работы лежит синхронное моделирование для трех трасс в случае последовательного излучения ЛЧМ-сигналов в р/п Васильсурск и г. Йошкар-Ола с интервалом одна минута, а также их регистрации в г. Нижний Новгород и р/п Васильсурск.

Цель работы состоит в определении пространственных масштабов, амплитуды возмущения, а также скорости и направления перемещения ПИВ.

Расчет траекторий распространения лучей декаметровых волн, распространяющихся в сферически-слоистой магнитоактивной ионосферной плазме, проводился в присутствии ПИВ в приближении геометрической оптики. Для обыкновенной и необыкновенной волн решались характеристические лучевые уравнения в сферической системе координат, связанной с реальными сферическими географической и магнитной системой координат. При этом использовалось наклонение геомагнитного поля 71.6° , склонение 11.0° и гирочастота 1.36 МГц (что соответствует данным модели IGRF) [2].

Схема трасс распространения радиоволн и перемещения неоднородности (ПИВ) в проекции на поверхность Земли представлена на рис. 1. Красными кружками показаны средние точки трасс, ПИВ – перемещающийся серый параллелограмм, V_x , V_y – проекции скорости ПИВ на соответствующие оси координат. Длины трасс и азимуты (отсчитываются от направления на север по часовой стрелке) из пунктов передачи в пункт приема составляют, соответственно: трасса 1 (п. Васильсурск – г. Нижний Новгород) – 130 км и $280,3^\circ$; трасса 2 (г. Йошкар-Ола – г. Нижний Новгород) – 240 км и $263,6^\circ$; трасса 3 (Йошкар-Ола – п. Васильсурск) – 124 км и $63,0^\circ$.

Профиль электронной концентрации в невозмущенной ионосфере (без ПИВ) был восстановлен по ионограмме вертикального зондирования ионосферы, полученной в 08:45 UTC на ионозonde CADI в р/п Васильсурск в момент отсутствия ПИВ.

Возмущение профиля электронной концентрации (неоднородность) при прохождении ПИВ моделировалось участком гармонической функции (плоской волны) размером в половину длины волны L (ось z параллельна вертикали):

$$N(x, y, z) = N_0(z) \left\{ 1 + \delta \cos \left[-\frac{2\pi}{L} (x \cos \alpha \cos \beta + y \sin \alpha \sin \beta + z \sin \beta) \right] \right\}, \quad (1)$$

при условии $|x \cos \alpha \cos \beta + y \sin \alpha \cos \beta + z \sin \beta| > L/4$, где $N_0(z)$ – электронная концентрация в невозмущенной ионосфере (невозмущённый профиль), δ – относительная амплитуда неоднородности; $L/2$ – характерный масштаб неоднородности; H – высота центра неоднородности над поверхностью Земли; α – азимутальный угол направления распространения волны; β – угол наклона фронта волны относительно вертикали.

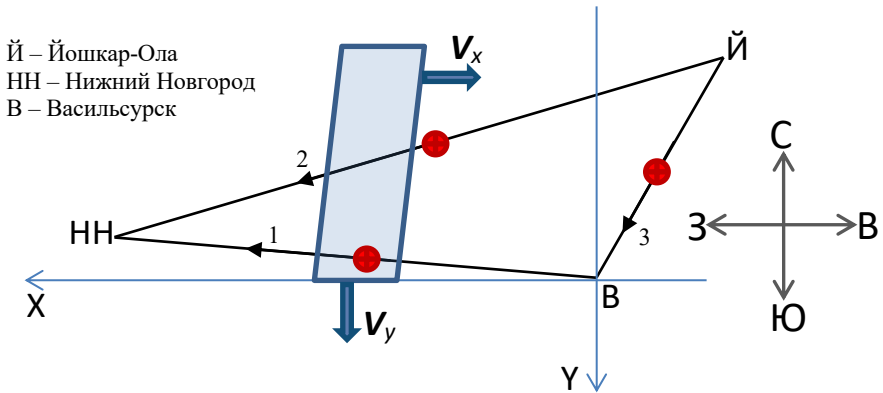


Рис. 1

Здесь $-\frac{2\pi}{L} (x \cos \alpha \cos \beta + y \sin \alpha \sin \beta + z \sin \beta) = -\mathbf{K}\mathbf{r}$, $\mathbf{K}\{k_x, k_y, k_z\}$ – волновой вектор, $\mathbf{r}\{x, y, z\}$ – радиус-вектор в системе координат с началом ($x=0, y=0, z=0$) в условном центре неоднородности. При моделировании перемещение фронта плоской волны задавалось перемещением центра неоднородности (и, следовательно, его географических координат) относительно средней точки трассы при $H=\text{const}$ (H – высота центра неоднородности над поверхностью Земли) по широте с запада на восток и по долготе с севера на юг.

Наилучшее совпадение расчетных ДЧХ с экспериментальными обнаруживается при следующие значения параметров ПИВ: $\delta = 0.2$, $L = 100$ км, $\alpha = -10.25^\circ$, $\beta = 45^\circ$, $H = 250$ км. Ниже на рис. 2 (а,б) для О- и Х-компоненты приведены экспериментальные и расчетные графики временных задержек τ в зависимости от частоты волны f для трассы 1 (а - в 8:35 UTC при положении центра неоднородности в точке 56,1°с.ш., 44,8°в.д.; б - в 8:38 UTC при положении центра в точке 56,1°с.ш., 44,95°в.д.).

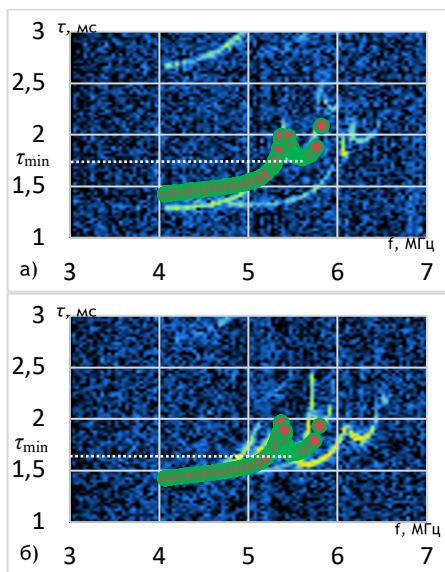


Рис. 2

Так как характерной особенностью ПИВ является ДЧХ в виде «серпа», который имеет минимум, то особое внимание акцентировалось на соответствующем значении минимальной задержки τ_{\min} . Данному значению задержки соответствует луч определенной частоты f . На рис.3 показана схема прохождения луча через область ПИВ на трассе 1 в проекции на плоскость xz при положении центра неоднородности над точкой с координатами $56,1^\circ$ с.ш., $44,8^\circ$ в.д.: а) $f = 5.6$ МГц, $H = 250$ км и $\tau_{\min} = 1.78$ мс; б) $f = 5.39$ МГц, $H = 235$ км и $\tau_{\min} = 1.6$ мс. Красным кружком отмечена средняя точка трассы. Область между двумя сплошными зелеными линиями - срез неоднородности в плоскости xz , проходящей через ее центр на высоте $H = 250$ км (синий кружок). \mathbf{K}_{xz} – проекция волнового вектора на плоскость xz . Серой кривой показан невозмущенный профиль электронной концентрации.

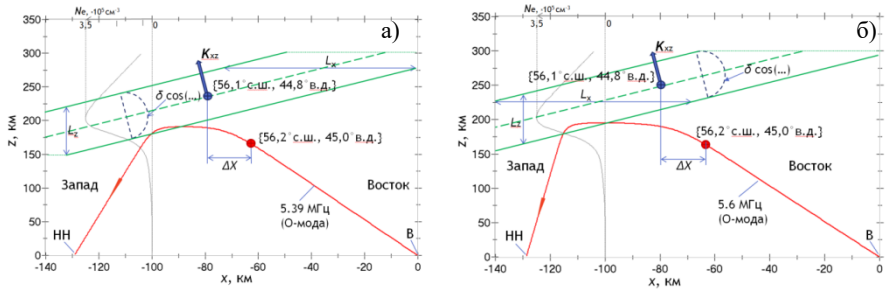


Рис. 3

Согласно используемой модели, неоднородность имеет большую (практически бесконечную) протяженность в плоскости, перпендикулярной K_{xz} . Это приводит к тому, что моделирование перемещения неоднородности посредством движения ее центра в горизонтальном направлении (при $H=\text{const}$) эквивалентно изменению высоты ее центра без сдвига в горизонтальной плоскости, что соответствует изменению эффективной высоты взаимодействия луча с неоднородностью, т.е. определяет участок луча, попадающий в область неоднородности. Данный участок луча может не захватывать координату средней точки трассы, а форма траектории значительно отклоняется от траектории луча в невозмущенной ионосфере. Согласно серии экспериментальных данных, ПИВ со временем движется так, что минимальное значение задержки τ_{\min} убывает (что отмечено в работе [1]), и перемещается в сторону более низких частот. Соответственно, однозначный выбор направления движения ПИВ в горизонтальной плоскости определяется направлением перемещения неоднородности, при котором убывает τ_{\min} . Для всех трех трасс независимые расчеты показали одно и то же такое направление перемещения при одних и тех же параметрах неоднородности.

Исходя из полученной геометрии и с учетом известного из эксперимента временного интервала между регистрацией ДЧХ на одной и той же трассе $\Delta t=3\text{мин}$, был вычислен угол, определяющий направление перемещения ПИВ (отсчитывается от направления на север по часовой стрелке) $\varphi \approx 105^\circ$, а также модуль скорости перемещения ПИВ по следующим формулам: $S=\Delta X \cdot \cos(\varphi-90^\circ)=\Delta Y \cdot \sin(\varphi-90^\circ)$, $|V|=S/\Delta t$, $|V|=85\text{м/с}$, где ΔX – расстояние (в км), определяющее смещение центра неоднородности вдоль направления запад-восток, эквивалентное соответствующему изменению долготы за период времени Δt ; S – расстояние (в км), определяющее смещение неоднородности в направлении вектора скорости V за период времени Δt . Установлено также, что в эксперименте 19.12.2019 в период времени с 8:35 UTC до 10:06 UTC наблюдался не одиночный ПИВ, а серия последовательных ПИВ: после исчезновения одного следа ПИВ с низким значением τ_{\min} , новый след каждый раз появлялся с высоким значением τ_{\min} , что соответствует следующему ПИВ в серии.

Таким образом, траекторные расчеты КВ радиоволн на слабонаклонных трассах при наличии ПИВ позволяют добиться подобию результатов моделирования измеренным ДЧХ и сделать выводы о пространственных масштабах, амплитуде возмущения, а

также направлении и скорости движения неоднородности (ПИВ). Динамика поведения ПИВ 19.12.2019 показывает, что регистрируемое снижение минимума временной задержки (эквивалентно действующей высоте) ПИВ со временем соответствует смещению области неоднородности с северо-запада на юго-восток. Определены средний модуль скорости ПИВ: $|V| \approx 85$ м/с, и направление перемещения ПИВ (угол от направления на север по часовой стрелке) $\varphi \approx 105^\circ$.

Полученные результаты достаточно хорошо согласуются с результатами аналогичных работ по моделированию и определению направления движения ПИВ [3, 4]. Отличие заключается в том, что в данной работе использовались экспериментальные данные не по одной, а по трем синхронным трассам одновременно.

Работа поддержана грантом РФФИ № 20-12-00197П.

- [1] Vybornov F., Sheiner, O., Kolchev, A., et al. // Atmosphere. 2022. Vol. 13, № 84.
- [2] <https://www.ngdc.noaa.gov/IAGA/vmod/igrf.html>
- [3] Вертоградов Г.Г., Урядов В.П., Выборнов Ф.И. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2018. Т. 61, № 6. С. 462.
- [4] Laryunin O.A. // Geodynamics&Tectonophysics. 2019. Vol. 10, No. 3. P. 655.

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА, СВЯЗАННЫХ С ЗАЛИМБОВЫМИ КОРОНАЛЬНЫМИ ВЫБРОСАМИ МАССЫ

О.А. Шейнер, В.М. Фридман

НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Существуют методы краткосрочного и сверхкраткосрочного прогноза мощных энерговыделений на Солнце в виде вспышек, корональных выбросов массы (СМЕ), усилений скорости и потока частиц при наличии корональных дыр. Одним из таких перспективных методов является разработанный с нашим участием метод прогноза СМЕ [1], основанный на совокупности данных явлений радиоизлучения Солнца в широком диапазоне частот (от сотни мегагерц до 10000 мегагерц) на протяжении нескольких суток, предшествующих солнечным событиям [2].

Очевидно, что разработанные методы, в том числе и указанный выше, применимы при условии, когда источник СМЕ наблюдается на видимой стороне диска Солнца на протяжении нескольких (более 2-х) дней.

В то же время, поскольку радиоизлучение Солнца из центров активности, с которыми, как правило, связаны источники вспышек и СМЕ, формируется на всей совокупности высот фотосферы, хромосферы и короны Солнца, то существуют возможности наблюдений за радиоизлучением активных областей в периоды их нахождения за восточным и западным краями солнечного диска. В этом случае для прогностических целей можно использовать только последнее звено разработанной методики прогнозирования СМЕ, связанное с существованием микроволновых предвестников на 2-х часовом интервале до регистрации СМЕ. Возможность таких наблюдений ограничивается временным интервалом (2-3 суток), когда еще наблюдается активная область на высотах хромосферы и короны Солнца. Этого может оказаться достаточным для эффективности прогностических целей, поскольку именно таким интервалом времени определяется приход СМЕ к Земле. Заметим, корональные выбросы массы распространяются в межпланетном пространстве по спиральным траекториям, обусловленным вращением Солнца и его магнитным полем. Вследствие этого только те залимбовые события, что находятся за западным краем диска, могут повлиять на Землю. Тогда, как СМЕ, обусловленные источниками на восточном краю диска, проходят вне орбиты Земли.

Данная работа посвящена анализу ряда событий СМЕ, произошедших за видимым диском Солнца в 2010, 2011, 2023 гг.

Исследования проведены на основе данных солнечного микроволнового излучения, получаемых при наземном круглосуточном мониторинге и размещаемых в сети Интернет в реальном времени, при сравнительно простых усовершенствованиях методов обработки имеющейся информации. Данные о регистрации корональных выбросов массы размещены в Каталогах СМЕ SOHO LASCO [3] и SACTus [4].

На рис. 1а в качестве примера приведены данные каталога SACTus о событии СМЕ 03.08.2010, зафиксированном на восточном краю диска Солнца в 11:12 UT, на рис. 1б и 1в – изображения Солнца в линии Fe IX/X (174 Å) 03.08.2010 и 05.03.2010. Из рис. 1 по нашим представлениям следует, что событие СМЕ произошло в залимбовой области примерно за 2-е суток до выхода активной области (АО) на диск 05.08.2010 (рис. 1в). При этом в радиоизлучении 03.08.2010 наблюдаются одновременные кратковременные

всплески только в длинноволновой части спектра частот (127, 33 МГц), формирующиеся на больших высотах солнечной короны.

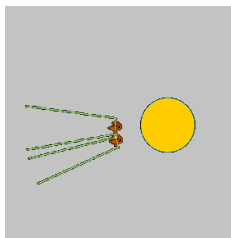


Рис. 1а

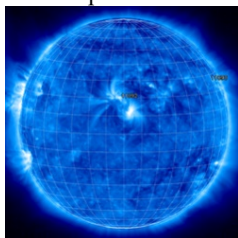


Рис. 1б

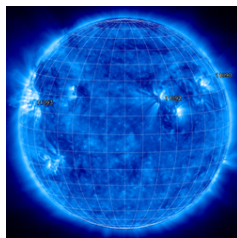


Рис. 1в

Более наглядный случай продемонстрирован для события СМЕ типа Halo 07.08.2010 в 18.36 UT (рис. 2а, по данным Каталога SOHO LASCO здесь и далее). Это событие также соответствует источнику, выходящему из-за восточного края диска (рис. 2б). Совокупность предвестников СМЕ наблюдается уже в широком спектре частот от 245 до 2695 МГц (рис. 2в), т.е. практически на всех высотах от хромосферы до нижней короны. Здесь же можно обратить внимание на такие характерные особенности предвестников СМЕ, как подобие профилей на разных частотах и их практически одновременное возникновение. До этого в течение 2-х часов всплески в радиоизлучении не регистрируются.

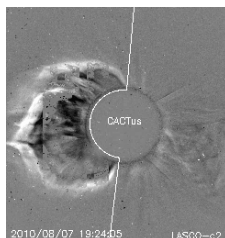


Рис. 2а

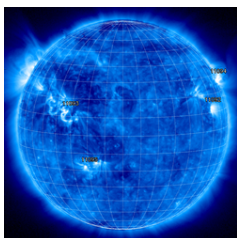


Рис. 2б

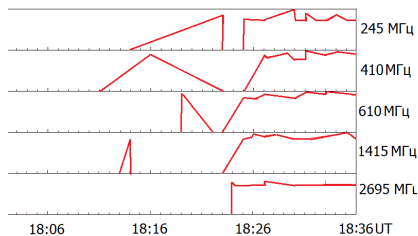


Рис. 2в

Корональный выброс 28.01.2011 регистрируется в 01:25 UT (рис. 3а) из заходящей активной области 11149 (рис. 3б)

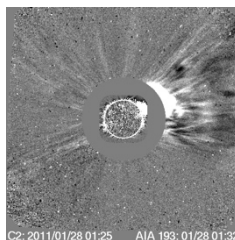


Рис. 3а

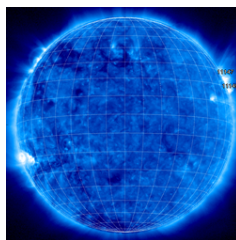


Рис. 3б

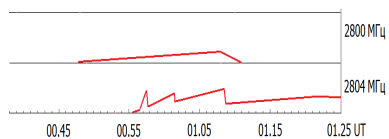


Рис. 3в

Радиоизлучение до регистрации данного события СМЕ за западным краем диска Солнца демонстрирует такие особенности предвестников СМЕ, как отсутствие всплесковых событий в течение 2-х часов до предвестников, а также их возникновение примерно за 40 минут до регистрации СМЕ (рис. 3в).

Особый интерес вызывают события марта текущего, 2023 г., когда было зарегистрировано внезапное повышение уровня геомагнитной активности без увеличения всплешечной активности Солнца.

Наблюдаемые в интересующий нас период марта 2023 г. корональные выбросы массы были, в основном, слабыми событиями. Такие слабые события ассоциируются с микроволновыми предвестниками в низкочастотной части спектра, опережающими примерно на час время регистрации события. Наличие предвестников только на низких частотах может отражать характер формирования СМЕ, либо условия распространения радиоизлучения, обуславливающие диаграмму направленности его излучения.

Подтверждением этому может служить ряд событий СМЕ, произошедших за западным лимбом солнечного диска 21 марта 2023 г.

Так, СМЕ, зарегистрированные 21.03.2023 в 12:12 UT и 12:24 UT (рис. 4а), распространяются, скорее всего, из расположенной на лимбе области 13251 (рис. 4б). Это продемонстрировано снимком Солнца в рентгеновских лучах на спутнике Hinode (рис. 4в): на западном краю нет активных областей, но видны всплешечные арки из-за западного лимба.

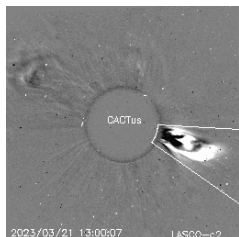


Рис. 4а

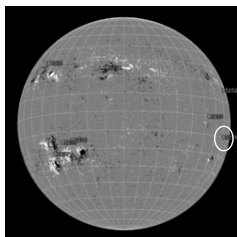


Рис. 4б

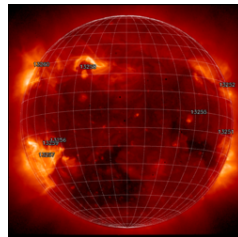


Рис. 4в

В 11:10 UT регистрируется низкочастотное излучение в диапазоне 112-172 МГц. Для этих событий наблюдается низкочастотная компонента радиоизлучения, которая рассматривается, как предвестники событий СМЕ, произошедших на обратной стороне диска в областях до 30 градусов от края диска (2-е суток перемещения АО из-за вращения Солнца).

Обратим внимание на еще одно событие СМЕ, зарегистрированное 21.03.2023 в 15:24 UT (рис. 5а). СМЕ, предположительно, выходит из области 13252 на лимбе (рис. 5б). Низкочастотное излучение (в диапазонах 111-172, 074-180 и 245 МГц) наблюдается, начиная с 14:09, т.е. примерно за 1,5 часа до регистрации СМЕ (15:24 UT).

Таким образом, проведенное рассмотрение свидетельствует о расширении возможностей применения ранее разработанного метода прогноза регистрации корональных выбросов массы по особенностям широкополосного солнечного радиоизлучения, связанного с микроволновыми предвестниками, для источников, расположенных на краю солнечного диска или за ним.

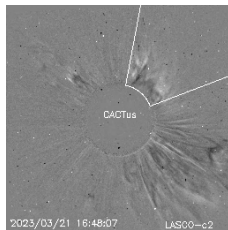


Рис. 5а

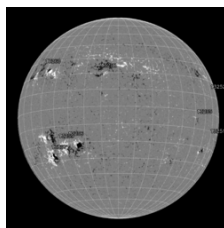


Рис. 5б

Такие возможности связываются с повышением надежности сверхкраткосрочного прогноза событий на 2-х часовом интервале до регистрации событий и для положений источников за 1-2 суток до их появления или исчезновения с видимого диска. Последнее очень важно при прогнозе геоэффективности происходящих событий.

Так, по приведенным примерам можно сделать вывод о возможной причине внезапного непрогнозируемого повышения уровня геомагнитной активности без увеличения вспышечной активности Солнца утром 23 марта 2023г. (рис. 6). Повышение обусловлено западными заливбовыми СМЕ 21.03.2023г.

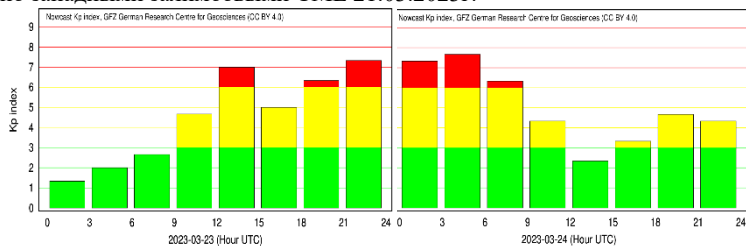


Рис. 6

Работа выполнена по проекту FSWR-2023-0038 Государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ.

В работе принимал участие ученик 11 класса лицея № 40 Чесноков Леонид.

- [1] Фридман В.М., Шейнер О.А. // пат. 2630535 РФ: G01T 1/16 /. заявл. 12.01.2016; опубл. 11.09.2017.
- [2] Шейнер О.А., Фридман В.М. // Известия высших учебных заведений. Радиофизика. 2010. Т. 53, № 5-6. С. 311.
- [3] https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/ (дата обращения 2023-05-22).
- [4] <http://sidc.be/cactus> (дата обращения 2023-05-22).

К ТОНКОЙ СТРУКТУРЕ ДИНАМИЧЕСКОГО СПЕКТРА ПУЛЬСАРА В КРАБОВИДНОЙ ТУМАННОСТИ

Т.В. Симонова, В.Е. Шапошников

ИПФ РАН

Введение

В работе изучена неустойчивость электростатических волн в электронно-позитронной плазме при условии, что частота верхнего гибридного резонанса близка к одной из гармоник электронной гирочастоты. Неустойчивость обусловлена присутствием в равновесной плазме небольшой примеси электронов или позитронов с неравновесной функцией распределения типа «конус потерь». В условиях, характерных для локального источника радиоизлучения с квазигармонической структурой пульсара в Крабовидной туманности, получены дисперсионные кривые электронных циклотронных волн и вычислены инкременты циклотронной неустойчивости.

Зebra-структура в спектре излучения пульсара в Крабовидной туманности

Рассматриваемый пульсар располагается в центре Крабовидной туманности и представляет собой нейтронную звезду с радиусом примерно 10 км. Магнитное поле пульсара достаточно сильное: его величина составляет примерно 10^{12} Гс вблизи нейтронной звезды и 10^6 Гс - вблизи ее светового цилиндра. Магнитосфера пульсара, согласно наиболее популярным моделям, заполнена электрон-позитронной плазмой.

В 2007 году учёные из Нью-Мексико Хэнкинс и Эйлек получили очень специфические динамические спектры радиоизлучения пульсара в Крабовидной туманности. Эти спектры представляют собой сравнительно узкие квазигармонические полосы, параллельно дрейфующие во времени. Пример такого спектра представлен на рис.1.

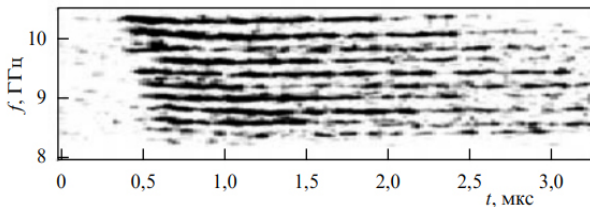


Рис. 1

Такой вид спектра накладывает существенные ограничения на выбор возможных механизмов радиоизлучения. В частности, такие полосы нельзя объяснить обычным циклотронным механизмом излучения, так как они не имеют строго фиксированного расстояния между ними, которое бы соответствовало гирочастоте. Расстояние между полосами значительно меньше самой частоты излучения, кроме того, при переходе от одной частоты к другой оно увеличивается с ростом частоты. Аналогичные динамические спектры ранее наблюдались в радиоизлучении Солнца и Юпитера. В качестве механизма генерации излучения с такими спектрами рассматривался эффект двойного плазменного резонанса (ДПР).

Исходя из аналогии между частотными спектрами с квазигармонической структурой в радиоизлучении Солнца, Юпитера и пульсара в Крабовидной туманности, авторы [2] предположили, что эффект ДПР возможен в электрон-позитронной плазме. Так как

источник, основанный на эффекте ДПР, должен быть расположен в магнитосфере пульсара, обладающего сильным магнитным полем, было предположено, что в магнитосфере пульсара существуют локальные образования со слабым магнитным полем и плотной плазмой. В качестве модели такого источника был предложен токовый слой со слабым поперечным магнитным полем B_{\perp} . Схематическое представление такого локального образования приведено на рис.2. Заштрихованная область в центре – это область плазмы с примесью энергичных неравновесных электронов, где реализуется эффект ДПР.

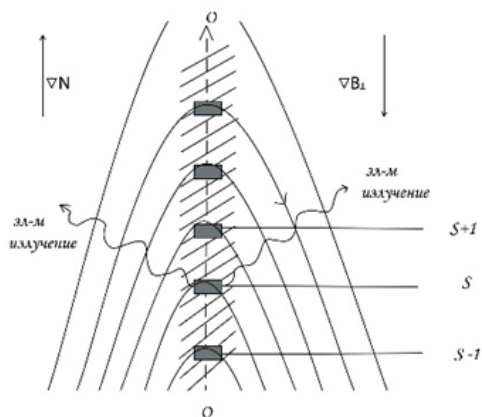


Рис. 2

Вследствие неоднородности источника вдоль оси слоя ДПР будет периодически выполняться на разных высотах с разными гирогармониками, формируя спектр излучения источника в виде квазигармонических полос излучения. Но в работе [2] и в последующих работах, посвященных интерпретации спектров пульсарного излучения с квазигармонической структурой, не дано обоснования существования эффекта ДПР в электрон-позитронной плазме. В представляемой работе проведено исследование эффекта двойного плазменного резонанса в электрон-позитронной плазме.

Двойной плазменный резонанс в электрон-позитронной плазме

Используя работы [3,4], мы получили, что при равенстве температур и концентраций электронов и позитронов дисперсионное уравнение имеет вид:

$$\varepsilon_{\parallel} = 1 + \frac{2\omega_{pe}^2}{k^2 V^2} \left[1 + i\pi z_0 \sum_{-\infty}^{+\infty} \exp(-\lambda) J_n(\lambda) w(z_n) \right] = 0. \quad (1)$$

Данное выражение сводится к соответствующему дисперсионному уравнению в электрон-протонной плазме, в котором перед квадратом плазменной частоты стоит множитель 2. В этом случае выражение для частоты верхнего гибридного резонанса будет иметь вид: $\omega_{UH} = \sqrt{2\omega_p^2 + \omega_B^2}$

Это выражение отличается от аналогичного выражения для электронно-протонной плазмы только множителем 2 перед квадратом плазменной частоты. В соответствии с моделью источника [2] и воспользовавшись работой [4] мы построили графики для дисперсионных кривых для гармоник с 9-11 (рис. 4). На нем видна область с нормальной дисперсией, то есть та область, где действительно может быть реализован эффект двойного плазменного резонанса.

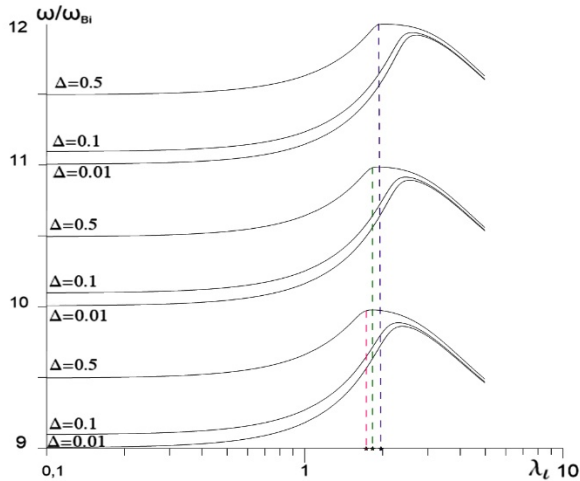


Рис. 3

Расчет инкремента неустойчивости.

Оценим величину инкремента неустойчивости циклотронных волн в случае двойного плазменного резонанса. Для этого рассмотрим систему, состоящую из равновесной плазмы и небольшой добавки энергичных частиц (электронов или позитронов) с неравновесной функцией распределения по скоростям. В качестве такой функции возьмем функцию типа «конус потерь». Продольная диэлектрическая проницаемость может быть записана в следующем комплексном виде, где в реальную часть основной вклад дает равновесная компонента плазмы, а в мнимую - электроны и позитроны неравновесной компоненты: $\varepsilon_{\parallel}(\omega) = \text{Re}\varepsilon_{\parallel}^{(0)}(\omega) + i\text{Im}\varepsilon_{\parallel}^{(1)}(\omega) = 0$

Инкремент неустойчивости определяется с помощью следующего выражения.

$$\gamma = - \left. \frac{Im\varepsilon_{\parallel}^{(1)}}{\partial(Re\varepsilon_{\parallel}^{(0)})/\partial\omega} \right|_{\varepsilon_{\parallel}^{(0)}=0}. \quad (2)$$

При этом действительная часть диэлектрической проницаемости имеет вид:

$$D = \frac{\omega_p^2}{\omega_B^2} e^{-\lambda} \int_0^{\pi} \frac{\tau \cos(\Omega\tau) \sin(\Omega\pi) - \sin(\Omega\tau) \cos(\Omega\pi)\pi}{\sin^2(\Omega\pi)} \sin\tau \exp(-\lambda \cos\tau) d\tau. \quad (3)$$

Также получим, что для электронов с распределением по скоростям типа конус потерь мнимая часть диэлектрической проницаемости внутри гибридной полосы от $s-1$ до s вблизи нижней границы гибридной полосы выглядит следующим образом:

$$Im\varepsilon_{\parallel}^{(1)}(k_{\parallel}^{опт}) \approx \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega_p^2}{\omega_B^2} \frac{\omega}{\omega - (s-1)\omega_B} \varphi'_{s-1}(\xi). \quad (4)$$

Здесь $\varphi'_{s-1}(\xi) = \frac{1}{2} e^{-\xi} [I_{s-2}(\xi) - 2I_{s-1}(\xi) + I_s(\xi)]$, $\xi = \lambda \left(\frac{V_p}{V_{тp}} \right)^2 = \frac{k_{\perp}^2 V_p^2}{\omega_B^3}$. С помощью полученных выражений построим график зависимости инкремента $\Gamma = (\gamma/\omega_B) N/N_e$ от ω/ω_B в четырех полосах $s = 8, 9, 10, 11$ при расстройке $\Delta = 0.01$ (рис.5)

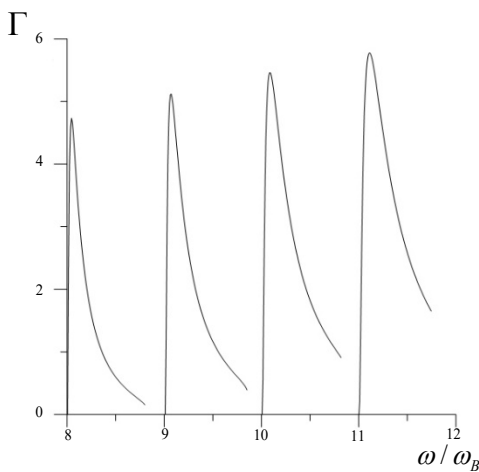


Рис. 4

Наибольший инкремент реализуется для волн, частоты которых находятся в гибридной полосе частот, то есть в частотном интервале между соседними гармониками гирочастоты, в котором расположена верхняя гибридная частота.

Из графика видно, что наибольшее значение инкремента достигается при малом отличии ω_p от $s\omega_B$, что позволяет говорить об эффекте резонанса при $\omega_p \approx s\omega_B$. Полоса частот с высокими значениями инкремента занимает малую часть интервала ω_B между гармониками.

- [1] Hankins T.H., Eilek J.A. // The Astrophysical Journal. 2007. Vol. 670. P. 693.
 [2] Железняков В.В., Злотник Е.Я., Зайцев В.В., Шапошников В.Е. // УФН. 2016. Т. 186, № 10. С. 1090.
 [3] Ахиезер А.И. Электродинамика плазмы. – М.: Наука, 1974, 720 с.
 [4] Tataronis J.A., Crawford F.W. // J. Plasma Physics. 1970. Vol. 4, No. 2. P. 231.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАДИОДИАГНОСТИКИ ПАРАМЕТРОВ ВСПЫШЕЧНОЙ ПЛАЗМЫ И УСКОРЕННЫХ ЧАСТИЦ ПО ДАННЫМ СИБИРСКОГО РАДИОГЕЛИОГРАФА

Д.А. Смирнов^{1, 2)}, В.Ф. Мельников^{1, 2)}

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ГАО РАН

Введение

Основная причина интереса к параметрам плазмы во вспышках на Солнце заключается в том, что она является ключевым источником энергии и ускоренных частиц, которые затем могут влиять на окружающую среду и нашу планету. Кроме того, понимание происходящих во вспышках процессов позволяет улучшить прогнозирование солнечной активности и предотвращать возможные негативные последствия для нашей современной технологической инфраструктуры.

Цель данной работы – показать возможности для восстановления параметров плазмы и ускоренных частиц во вспышечных структурах при использовании данных многочастотных наблюдений Сибирского радиогелиографа.

Используемые данные

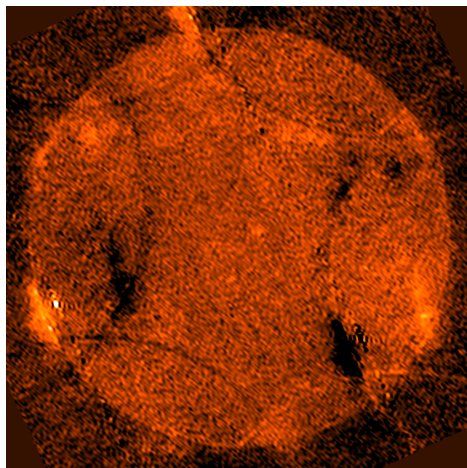


Рис. 1

В качестве предмета радиодиагностики было выбрано вспышечное событие NOAA 13256, произошедшее 18 марта 2023 в восточной части солнечного лимба (рис. 1), и имеющее рентгеновский класс мощности C9.4. Данная вспышка была зарегистрирована на Сибирском радиогелиографе в двух частотных диапазонах: 3-6 ГГц и 6-12 ГГц. Временные профили плотности потока радиоизлучения вспышки на 4-х частотах показаны на рис. 2. Данные радионаблюдений на СРГ располагаются в открытом доступе [1], и представляют собой информацию о значении функции видности для каждой из пар антенн радиоинтерферометра. Анализ динамики пространственной структуры и временных профилей интенсивности и поляризации радиоизлучения вспышки на различных частотах в диапазоне 6-12 ГГц приведён в работах [2, 3]. К сожалению, данный интерферометр работает пока только в тестовом режиме и на некоторых частотах не удалось получить достаточно качественные изображения. Поэтому для анализа был выбран частотный диапазон от 5.8 ГГц до 8.6 ГГц с 8 частотными каналами. Тем не менее, этого хватило для построения спектра излучения, включающего спектральный максимум.

В качестве предмета радиодиагностики было выбрано вспышечное событие NOAA 13256, произошедшее 18 марта 2023 в восточной части солнечного лимба (рис. 1), и имеющее рентгеновский класс мощности C9.4. Данная вспышка была зарегистрирована на Сибирском радиогелиографе в двух частотных диапазонах: 3-6 ГГц и 6-12 ГГц. Временные профили плотности потока радиоизлучения вспышки на 4-х частотах показаны на рис. 2. Данные радионаблюдений на СРГ располагаются в открытом доступе [1], и представляют собой информацию о значении функции видности для каждой из пар антенн радиоинтерферометра. Анализ динамики пространственной структуры и временных профилей интенсивности и поляризации радиоизлучения вспышки на различных частотах в диапазоне 6-12 ГГц приведён в работах [2, 3]. К сожалению, данный интерферометр работает пока только в тестовом режиме и на некоторых частотах не удалось получить достаточно качественные изображения. Поэтому для анализа был выбран частотный диапазон от 5.8 ГГц до 8.6 ГГц с 8 частотными каналами. Тем не менее, этого хватило для построения спектра излучения, включающего спектральный максимум.

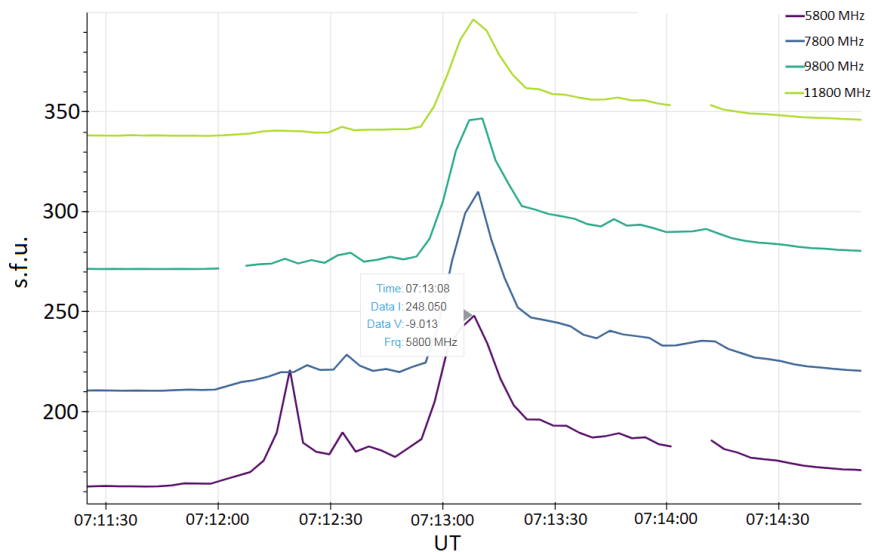


Рис. 2

Подготовка данных и получение частотных спектров

В каждом из измерений есть не только сигнал от Солнца, неба и окружающей среды, но и ошибки, вызванные изменчивостью коэффициентов передачи антенн. Они искажают каждую гармонику, сдвигая ее по фазе и амплитуде, и при сложении изображение «разрушается». Для получения первичного «грязного» изображения нужно от этого избавиться, проведя калибровку. Ее цель состоит в том, чтобы из принимаемых сигналов вычленил необходимые видности и убрать все инструментальные ошибки. Осуществляется данный процесс при помощи специального ПО, разработанного сотрудниками Радиоастрофизической обсерватории ИСЗФ СО РАН.

Параллельно с процессом калибровки происходит уменьшение влияния вторичных солнечных дисков (см. рис. 1), образованных боковыми лепестками диаграммы направленности. Осуществляется это путем вычитания из радиоизображения свертки модельного солнечного диска с диаграммой направленности радиоинтерферометра. Процедуру чистки изображения было решено не проводить, поскольку имеющиеся артефакты не оказывают влияние на вспыхивающую область.

Анализ плазмы должен производиться для одного и того же места во вспыхивающей петле, а вид этой петли может сильно меняться от частоты к частоте. Для решения данной проблемы была написана программа, которая совмещает изображения на разных частотах. Алгоритм ее работы основан на выравнивании по некоторой стабильно излучающей в радиодиапазоне области изображения на каждой из частот. Обычно в качестве такого источника выбирается солнечное пятно, так как время его изменения довольно продолжительное, и составляет от часов до нескольких суток, что гораздо

больше секундных процессов, происходящих во вспышке. Изображения совмещаются по координатам наиболее яркого пикселя. Размер выделяемой области должен быть примерно равен угловым размерам солнечного пятна (не более 1 угловой минуты). В данной работе для совмещения изображений использовалось пятно NOAA 13251.

Частотный спектр получается путем пересчета яркостной температуры из 9 пикселей из области вершины вспышечной петли в единицы плотности солнечного потока ($1 \text{ sfu} = 10^{-22} \text{ Вт м}^{-2} \text{ Гц}^{-1}$). Так как данная вспышка является очень короткой (время всплеска сопоставимо по времени с циклом опроса антенных приемников, составляющим 3.2 сек, см. рис. 1), было принято решение усреднить частотный спектр за 10 секунд, с 07:13:06 до 07:13:16 UT, а также для снижения шумов произвести аппроксимацию полиномом 3-ей степени.

Проведение радиодиагностики

В качестве восстанавливаемых были выбраны следующие параметры: температура плазмы T , концентрация тепловых электронов n_0 , напряженность магнитного поля B , угол между направлением магнитного поля и луча зрения θ , концентрация нетепловых электронов n_e , показатель энергетического спектра δ_1 в одно-степенных распределениях электронов $N(E) = AE^{-\delta_1}$.

Восстановление параметров плазмы во вспышечной петле осуществляется методом подгонки на основе генетического алгоритма, путем минимизации функционала, содержащего характеристики излучения, как полученные из наблюдений, так и рассчитанные по предполагаемым параметрам с помощью специальной библиотеки [4]. Подробно методы решения данной задачи описаны в работах [5, 6].

Запускалась программа восстановления параметров со следующей конфигурацией: количество поколений – 20, количество потомков в одном поколении – 200, коэффициент ширины нормального и логнормального распределений параметров – 5.5, количество генерируемых в пространстве параметров точек на одного потомка – 4096. Результат восстановления спектра отображен на рис. 3.

Результаты восстановления параметров

Из рис. 3 видно, что восстановленный спектр довольно хорошо согласуется с наблюдаемым. Однако, совпадение не полное. Это можно объяснить неточностями в исходных данных.

В ходе проведения радиодиагностики были восстановлены следующие параметры плазмы: $T = 1.9 \cdot 10^6 \text{ K}$, $n_0 = 1.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $B = 131.2 \text{ Гс}$, $\theta = 122.3^\circ$, $n_e = 4.5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $\delta_1 = 6.5$.

Проведённый нами сравнительный анализ вклада в результирующий частотный спектр теплового тормозного и гиротронного механизмов показал, что в анализируемом источнике преобладает гиротронный механизм генерации излучения.

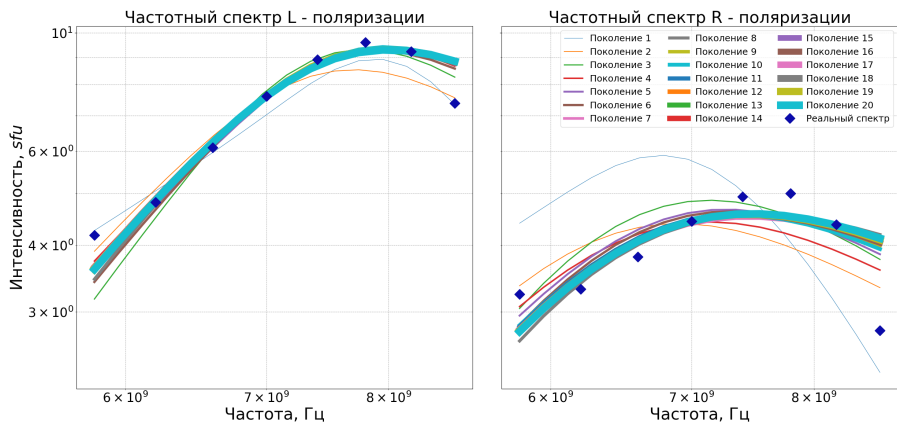


Рис. 3

Выводы

В результате проведённой работы, на примере вспышки 18.03.2023 показана реальная возможность восстановления параметров плазмы и ускоренных частиц во вспышечных структурах при использовании данных многочастотных наблюдений Сибирского радиогелиографа на основе разработанного метода автоматизированной радиодиагностики. В дальнейшем мы планируем применить полученные наработки к радиодиагностике других вспышек, зарегистрированных Сибирским радиогелиографом.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (грант № 22-12-00308).

- [1] <ftp://ftp.rao.istp.ac.ru/>
- [2] Дряблов Д.А., Яшина К.Ю., Мельников В.Ф. Труды XXVII научной конференции по радиофизике, 2023 г. (в печати)
- [3] Яшина К.Ю., Дряблов Д.А., Мельников В.Ф. Труды XXVII научной конференции по радиофизике, 2023 г. (в печати)
- [4] <https://github.com/kuznetsov-radio/gyrosynchrotron>
- [5] Моргачев А.С. Микроволновая диагностика пространственных распределений параметров нетепловых электронов и плазмы солнечных вспышечных петель: диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук: 01.03.02. – Нижний Новгород, 2019, 171 с.
- [6] Смирнов Д.А., Моргачев А.С., Мельников В.Ф. Развитие метода автоматизированной радиодиагностики динамики магнитного поля во вспышечных петлях солнца для применения к многочастотным наблюдениям // Труды XXVI научной конференции по радиофизике, посвященной 120-летию М.Т. Греховой. 12 - 27 мая 2022 г. – Нижний Новгород: Изд-во ННГУ, 2022. С. 183.

ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ МЕТОДА МНОГОЧАСТОТНОГО ДОПЛЕРОВСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ С ПОМОЩЬЮ ЧИСЛЕННОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

М.Е. Суворова, А.В. Шиндин, С.М. Грач

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Впервые с изменением свойств ионосферы в поле мощных радиоволн ученые столкнулись с открытием в 1933 г Люксембург–Горьковского эффекта [1]. Более поздние исследования показали, что с помощью радиотехнических средств, оказывающих воздействие на свойства ионосферной плазмы, можно повлиять на процесс распространения радиоволн через возмущенную область ионосферы. Таким образом, появилась возможность целенаправленно воздействовать на естественные ионосферные процессы, а способность управления этими процессами привела к развитию интенсивных экспериментальных исследований по воздействию на ионосферу мощным радиоизлучением во всем мире.

Одним из методов активной дистанционной диагностики ионосферы является метод многочастотного доплеровского зондирования (МДЗ), который был разработан в 80-х годах XX-века в ИЗМИРАН и был усовершенствован в НИРФИ на волне бурного развития цифровой радиоприемной техники в 00-х годах XXI века [2-3]. Одним из преимуществ данного метода является высокое временное (100 мс) и спектральное (пространственное) разрешение (~200 м) измеренных значений фазы сигнала, отраженного от ионосферы, определяемое, соответственно, периодом следования импульсов зондирования и полосой приема регистрирующей аппаратуры. Метод МДЗ позволяет работать с полосой сигнала порядка 1 МГц, что определяет высотную область зондирования вплоть до 15 км.

Основная концепция метода заключается в излучении мощного радиоимпульса с широким спектром и регистрации отраженного от ионосферы сигнала с последующим нахождением его фазового спектра (рис. 1). Фазовый спектр принимаемого сигнала будет определяться временными задержками прихода каждой спектральной компоненты, которые в свою очередь зависят от высоты отражения. Изменения фазы отдельных компонент регистрируемого сигнала между двумя излученными (диагностическими) импульсами определяются вариациями высоты отражения соответствующих спектральных компонент и связаны с ними интегральным уравнением. Вариации высоты отражения могут быть получены путем решения обратной задачи.

В настоящей работе приводятся результаты численного эксперимента, в ходе которого была использована связка методов МДЗ и FDTD (Метод конечных разностей во временной области) [4], необходимая для определения устойчивости МДЗ к широкополосным помехам различной амплитуды.

В рамках рассматриваемой одномерной задачи отражения электромагнитного импульса от изотропной неоднородной плазмы производился численный расчёт амплитуды электрического

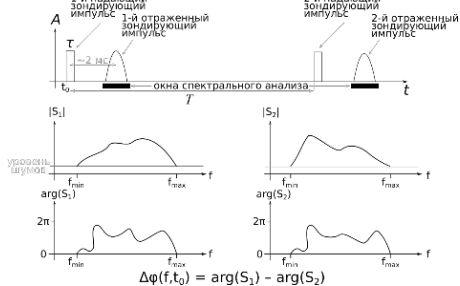


Рис. 1

поля методом FDTD в точке приема при «искусственной» (модельной) модификации профиля электронной концентрации во времени. В качестве падающей волны использовался короткий радиоимпульс с шириной спектра ~ 800 кГц. Используемый модельный профиль электронной концентрации представлял собой стационарный параболический слой, к которому добавлялось локальное возмущение в виде функции Гаусса, максимальная амплитуда которого составляет 10% от величины электронной концентрации невозмущенного плазменного слоя на высоте отражения волны накачки и с характерным временем нарастания и релаксации (рис. 2).

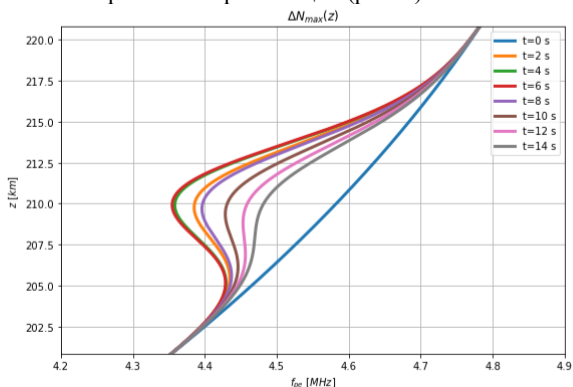


Рис. 2

В численной модели FDTD использовался для вычисления комплексной амплитуды отраженного сигнала в точке условного приема, которая послужила основой для вычисления фазовых набегов, что, в итоге, позволило определить вариации высот отражения каждой спектральной компоненты.

На следующем этапе обработки полученных данных использовалось гетеродинирование обрабатываемого сигнала, частота дискретизации которого составляла 125 МГц, на среднюю частоту излучаемого импульса с последующим выделением синфазной и квадратурной компонент. Затем сигнал проходил децимацию в 125 раз, что было обусловлено частотой дискретизации 1 МГц реального радиоприемного устройства, применяемого в экспериментах.

Дальнейшая обработка совпадала с обработкой сигнала в ходе реального эксперимента и включала в себя: вторичное гетеродинирование на частоту отдельных спектральных компонент, цифровую узкополосную фильтрацию и определение средней фазы каждой спектральной компоненты отраженного сигнала. Далее рассчитывались разностные фазовые спектры между двумя последовательными отраженными импульсами. Затем решалась обратная задача восстановления вариаций высоты отражения спектральных компонент в приближении геометрической оптики.

Результаты сравнения аналитически заданного возмущения профиля (эталонного) (рис. 3 (а)) с вариациями высот отражения, полученными в процессе цифровой обработки данных (рис. 3 (б)), показали, что метод для незашумленного сигнала позволяет восстанавливать заданное возмущение с достаточно высокой точностью.

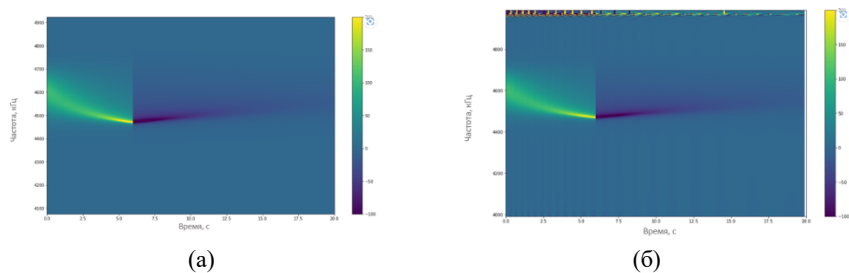


Рис. 3

Затем повторялась численная обработка с добавлением в сигнал белого шума различной амплитуды относительно амплитуды зондирующего импульса (0.4 мВ). Приведенные результаты (рис. 4) показывают, что в условиях зашумленных данных при величинах ОСШ меньше 100 дБ невозможно гарантировать надежность восстанавливаемого изменения высотного профиля из-за стремительного роста ошибки. Также было обнаружено, что ошибка восстановления вариации высоты отражения находится у нижней границы частотного диапазона.

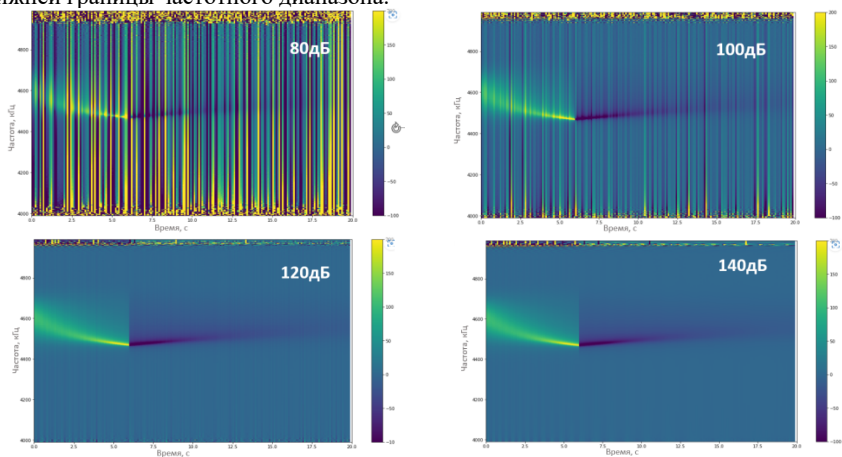


Рис. 4

До настоящего времени метод многочастотного доплеровского зондирования применяется недостаточно широко. Во многом это объясняется сложностью в процедуре обработки данных и интерпретации получаемых этим методом результатов.

Кроме того, данный метод предполагает применение современных широкополосных радиоприемных устройств и активно использует методы цифровой обработки сигналов.

Метод МДЗ имеет свои особенности такие, как требование монотонности и гладкости от функций, описывающих сам профиль и изменение профиля электронной концентрации в определенной области частот, определенные характеристики плазмы такие, как неоднородная изотропная среда, наличие начального профиля электронной концентрации.

В дополнение к вышесказанному, полученные вариации высот отражения определяются фазовым набегом для каждой частотной компоненты регистрируемого сигнала между двумя принимаемыми импульсами. Фазовые набеги, превышающие 2π радиан, не могут быть однозначно определены данным методом, что в свою очередь ограничивает предельно возможную регистрируемую скорость изменения высоты отражения. Максимально регистрируемая скорость для каждой частотной компоненты разная и определяется скоростью фазового набега $2\pi/\tau$, где τ – период следования диагностических импульсов. Однако, несмотря на эти ограничения, метод МДЗ является перспективным для исследования искусственных ионосферных возмущений, что в первую очередь определяется беспрецедентно высоким пространственно-временным разрешением.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ, грант № 20-12-00197П.

- [1] Ютло У., Коэн Р. // Успехи физических наук. 1973. Т. 109. № 2. С. 371.
- [2] Ким В.Ю. Обратная задача многочастотной доплеровской диагностики искусственного возмущения электронной концентрации в ионосфере. Препринт ИЗМИРАН № 46 (520). 1984. – Москва: Изд-во ИЗМИРАН. 15 с..
- [3] Ким В.Ю., Панченко В.А. Решение обратной задачи многочастотного доплеровского зондирования искусственного возмущения ионосферы с помощью инверсии Абеля и сглаживающих сплайнов. Препринт ИЗМИРАН № 52 (806). 1988. – Москва: ИЗМИРАН. 25 с.
- [4] Sullivan D.M. Electromagnetic Simulation Using the FDTD Method. – New-York. IEEE PRESS, WILEY. 2013. 165 p.

ОСОБЕННОСТИ ТРАНСИОНОСФЕРНОГО ПРОХОЖДЕНИЯ МОЩНЫХ КОРОТКИХ РАДИОВОЛН

Ю.В. Токарев, А.В. Шиндин

НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Декаметровое излучение наземных источников в ближнем космосе испытывает сильное влияние ионосферы, включая поглощение, рефракцию и рассеяние в неоднородной среде. В радиолокационных исследованиях работа обычно ведётся на предельно доступной мощности радиопередатчика. При этом возможны эффекты нелинейного взаимодействия зондирующей волны с ионосферной плазмой.

В докладе обсуждаются временные и угловые характеристики мощности наземного облучателя КВ-диапазона, которые проявляются на удалениях от Земли порядка радиуса орбиты Луны и далее. В качестве наблюдательного материала используются данные экспериментов по приёму сигналов станда СУРА (рабочий диапазон 4,5...9,3 МГц) на космическом аппарате ESA-NASA WIND [1]. Рассмотрены две, наиболее разработанные к настоящему времени модели формирования флуктуаций интенсивности транссионферного сигнала – модель фазового экрана и модель вторичного ионосферного экрана.

Экспериментальные данные

В экспериментах СУРА-WIND в диапазоне 9 МГц в принятом сигнале часто отмечались сильные короткие выбросы мощности прямого сигнала – спайки. На рис. 1 представлены относительные вариации мощности принятого сигнала P_w в сеансе 7 августа 2021 г. По оси абсцисс отложено всемирное время в часах, по оси ординат мощность в единицах мощности космического фона. Длительность приведенного фрагмента около 1 часа, наклон луча локатора составлял 39° к зениту, мощность передатчика – 200 кВт, критическая частота F-слоя ионосферы – 5,3...5,5 МГц.

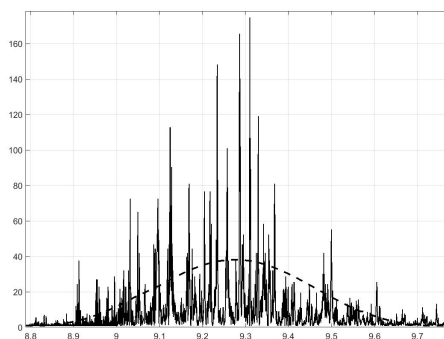


Рис. 1

Аналогичная картина имеет место и в другом сеансе 8 августа 2021 г., также выполненном после реконструкции стенда СУРА в 2020...2021 г.г. Наличие сильных выбросов типа спайков отмечалось и ранее в экспериментах 1996...2007 гг., проведенных в кооперации с командой КА в рамках различных международных программ.

Пунктирная линия на рис. 1 характеризует диаграмму направленности секции антенны стенда ДН для зенитного угла $Z=39^\circ$ наклона луча. Она отвечает эквидистантой 12-элементной решетке с шагом $d=25$ м и описывается выражением $F(\theta) = ((1/N) \cdot (\sin(0,5 Nk d \sin \theta) / \sin(0,5 k d \sin \theta)))^2$, где $N=12$, $k=2\pi/\lambda$, λ – длина волны; θ – полярный угол, отсчитываемый от нормали к оси ряда из N вибраторов.

Модель фазового экрана

В работах по распространению волн в случайно-неоднородной среде аномальные усиления сигнала обычно называют фокусировками и связывают с концентрацией потока проходящей волны на крупномасштабных неоднородностях. Для анализа возникающих статистических эффектов обычно привлекают модель хаотического фазового экрана. Вместе с тем, при детальном рассмотрении наблюдаемой картины с учётом геометрии экспериментов СУРА-ВИНД эта модель сталкивается с определёнными трудностями.

На самом деле, пусть R – удаление КА от Земли, l_s – характерный масштаб неоднородностей экрана, λ – длина волны. Теория рассеяния на бесконечном статистически однородном фазовом экране даёт, что на диаграмме «индекс мерцаний M – волновой параметр D » фокусировки реализуются при $D=2R/kl_s^2$ порядка 0,5 [2]. На волне $\lambda = 33$ м для $R=264$ радиуса Земли в приведенном на рис. 1 сеансе 07.08.2021 получаем $l_s = 188$ км. Неоднородности таких размеров намного превышают размеры типичных ионосферных линз и могут быть связаны только с аномально большими перемещающимися ионосферными возмущениями (ПИВ). На эксперименте отмеченные сильные выбросы следуют друг за другом со временем порядка 1 мин. Чтобы обеспечить такую последовательность, ПИВ с размерами порядка 188 км должны двигаться со скоростью более 10 тыс. км в час, что совершенно нереально для земной ионосферы. Как показал анализ, аналогично обстоит дело с рядом других сеансов СУРА-WIND. Мы заключаем поэтому, что модель фазового экрана неприемлема для объяснения вариаций мощностей типа спайков, наблюдававшихся в экспериментах СУРА-WIND.

Вторичный ионосферный экран

Альтернативная возможность связана с привлечением дифракционной модели ионосферного экрана, впервые рассмотренной в работе [3]. Эта модель основана на наличии в F-слое ионосферы ансамбля квазипериодических окон пониженной электронной плотности, сгенерированных в силу естественных или искусственных причин. Окон открыты для излучения наземного источника и формируют на выходе из ионосферы вторичную антенну. ДН этой антенны при синфазном облучении окон описывается в дальней зоне аналитическим выражением $F(\theta) = (\sin(k a \sin \theta) / (k a \sin \theta))^2 \cdot ((\sin(N k d \sin \theta) / (k d \sin \theta)))^2$, где θ – азимутальный угол от нормали к последовательности окон, $2a$ – размер окна, $2d$ – пространственный период, N – число окон в области за-

светки наземного направленного облучателя. Сомножители в $F(\theta)$ описывают, соответственно, ДН одиночного окна и веер расходящихся лучей. По смыслу первый сомножитель, модулирующий этот веер, можно назвать антенным, а второй – решёточным.

Подбирая параметры экрана, можно добиться согласования ДН дифракционной модели с угловыми характеристиками наземного источника в дальней зоне. Пример такого согласования для рассмотренного выше сеанса 07.08.2021 приведён на рис. 2.

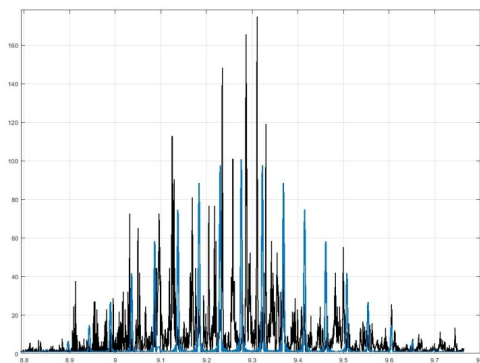


Рис. 2

Оси на рис. 2 и черная сплошная линия такие же, как на рис. 1; синяя линия отвечает ДН вторичного экрана при $a=150$ м, $d=3$ км, $N=12$. Отметим, что ДН 12-ти элементной антенны стэнда СУРА с шириной главного луча около 6° на уровне 0,5 и решёточный множитель описываются, по сути, одинаковыми выражениями. Благодаря более высокому значению периода решётки вторичного экрана ширина лучей её ДН соответственно уменьшается, и в пределах луча антенны стэнда умещается более 20 спаек (см. рис. 1, 2).

Отметим, что физический размер открытого окна вторичного экрана $2a = 300$ м совпадает с апертурой антенны стэнда СУРА. Это совпадение можно было бы считать случайным. Однако, в другом исследованном сеансе 18.06.1998, как это следует из результатов работы [2], имеет место та же ситуация. Чтобы исключить элемент случайности, необходимо продолжить обработку базы данных сеансов СУРА-WIND.

Оценка напряжённости электрического поля

Для реализации вторичного экрана важно оценить напряжённость поля E зондирующей волны стэнда СУРА в ионосферной плазме. Приём сигналов стэнда на КА ВИНД позволяет получить такую оценку. Можно показать, что отношение сигнал-шум $R_{wb} = P_w/P_b$ на КА WIND описывается формулой $R_{wb} = S \cdot A_{eff} / (K \cdot T_b \cdot df)$, где S – поток излучения стэнда, A_{eff} – эффективная площадь дипольной антенны приёмника RAD2 КА WIND, T_b – эффективная температура космического радиофона, K – постоянная Больцмана, df – полоса приёма RAD2. Здесь принято, что антенная температура дипольной антенны

приёмника примерно равна T_b . Выражая поток излучения стэнда S через вектор Пойтинга E^2/Z_0 , где E – напряжённость поля, Z_0 – волновое сопротивление вакуума, находим $E^2 = R_{wb} \cdot Z \cdot K \cdot T_b \cdot df / A_{\text{эф}}$, Вольт²/м². Подставляя в последнее соотношение численные значения $A_{\text{эф}} = 130$ м², $df = 20$ кГц [1], $T_b = 3,5 \cdot 10^5 \cdot K$ [5], $K = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К, получим удобное для оценок напряжённости поля выражение $E = 5,3 \cdot 10^{-07} \cdot R_{wb}^{0,5}$, Вольт/м.

Эта величина сопоставима с оценкой плазменного поля в типичных условиях среднеширотной ионосферы в диапазоне 9 МГц [4]. Таким образом, мощность зондирующей волны стэнда СУРА вполне достаточна для нелинейного взаимодействия с ионосферной плазмой и генерации характерной структуры вторичного экрана в ионосфере, порождающей дифракционный отклик в дальней зоне.

Заключение

Анализ трансфионосферных сигналов стэнда СУРА на больших удалениях от Земли по результатам экспериментов СУРА - WIND показал, что угловой размер луча локалатора стэнда после его реконструкции сохраняется на проектном уровне. Разработана методика оценки напряжённости электрического поля E прямой волны стэнда на основе приёма излучения стэнда СУРА на КА WIND и сделана оценка E на удалении порядка 1,5 млн. км от Земли. Обратный пересчёт к высотам ионосферы показал, что величина E зондирующей волны сопоставима с напряжённостью плазменного поля в диапазоне 9 МГц в типичных условиях F-слоя ионосферы. Показано, что часто наблюдаемые в экспериментах СУРА-WIND выбросы мощности с большим индексом мерцания – спайки – не удаётся объяснить ионосферными фокусировками. Модель вторичного ионосферного экрана более предпочтительна в этом плане. Однако, выборочный анализ для двух сеансов СУРА-WIND даёт, что размер открытых окон этого экрана близок к линейному размеру антенны стэнда СУРА. Прежде чем переходить к обсуждению физической природы формирования областей пониженной электронной плотности в F-слое ионосферы, необходимо продолжить анализ имеющейся базы данных экспериментов СУРА-WIND.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда в рамках соглашения № 21-72-10131.

- [1] Bougeret J.-L., Kaiser M.L., Kellog P.J. et al. // Space Sci. Rev. 1995. Vol. 71. P. 231.
- [2] Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Часть II. – Случайные поля. Москва: «Наука», 1978. С. 86.
- [3] Guzdar P.N., Gondarenko N.A., Papadopoulos K. et al. // Geophysical Research Letters. Vol. 27, Issue 3. P. 317.
- [4] Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. – Москва: Наука, 1967. С. 590.
- [5] Manning R., Dulk G.A. // A & A. 2001. Vol. 372. P. 663.

ОСОБЕННОСТИ СТАТИСТИКИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ ПЕРЕД ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЕМ 6 ФЕВРАЛЯ 2023 ГОДА В ТУРЦИИ

А.Е. Вольвач¹⁾, Г.И. Григорьев²⁾, Т.М. Заборонкова^{3,4)}, Л.П. Коган⁵⁾

¹⁾ ФГБУН «КрАО РАН»

²⁾ НИРФИ ННГУ им. Н. И. Лобачевского

³⁾ НГТУ

⁴⁾ ИПФ РАН

⁵⁾ ННГАСУ

В данной работе методом, разработанным в [1, 2] исследуются свойства статистического функционала, основанного на измерениях меридиональной компоненты геомагнитного поля, проведенных 00:00:00 22.01.2023 – 23:59:59 06.02.2023. В работе рассматривается эффект топологического подобия статистических зависимостей геомагнитного поля для четырех магнитовариационных станций, «охватывающих» с разных географических направлений эпицентра землетрясения магнитудой 7.8, которое произошло 6 февраля 2023 года в 01:17:35 UTC вблизи города Шехиткамилль в восточной части Турции. Как следует из результатов численного анализа, указанный эффект может существенно продвинуть решение вопроса о предсказании момента предстоящих сейсмических событий.

Как и в [1, 2], здесь также применяется статистический функционал вида

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

Здесь аргумент n отвечает времени завершения отрезка реализации номера n , множитель $A = 1000$ введен с целью перехода к удобной для анализа области значений данного функционала, $M = 100$ ширина интервала усреднения по отрезкам реализации, коэффициент $P_{m,l}$ [1] обозначает, отвечающую отрезку реализации с номером l , вероятность попадания значений функции $\sin[x(t)]$ в интервал с номером m области значений вида

$$\sin[x(t)]_{\min} + mh \leq \sin[x(t)] < \sin[x(t)]_{\min} + (m+1)h, \quad 0 \leq m \leq N-1.$$

Далее полагаем, что ширина интервала дискретизации $h = 0.1$, $N = 2h^{-1} = 20$ и для любого отрезка реализации, содержащего $N_1 = 250$ отсчетов, наименьшее возможное значение $\sin[x(t)]_{\min}$ полагаем равным $\sin[x(t)]_{\min} = -1$.

На рис. 1 приведены зависимости $L(n)$, построенные по измерениям меридиональной компоненты геомагнитного поля магнитовариационными станциями SIM (Россия, Крым; синяя кривая 1), ВАК (Россия, Северный Кавказ; желтая кривая 2), GLK (Армения; красная кривая 3) и РЕГ (Греция; зеленая кривая 4) за указанный период времени. Вертикальная сплошная красная прямая линия обозначает начало рассматриваемого сейсмического события. Как видно из рис. 1, на интервале времени от 35 до 15 часов перед началом землетрясения имеет место топологическое подобие рассматриваемых кривых (заштрихованная область на рис. 1). Отметим, что значения функционала $L(n)$ являются обратно пропорциональными величине сейсмического сжатия литосферных плит в области готовящегося гипоцентра [1, 2]. Поэтому возникновение рассматриваемого

мых эффектов топологического подобия кривых $L(n)$, построенных по данным пространственно разнесенных измерительных станций, с большой вероятностью свидетельствуют о начале этапа «итоговой подготовки» предстоящего события. На этом интервале времени указанный процесс подготовки становится определяющим и «подстраивает» под себя статистику проводимых измерений.

Для анализа отмеченного эффекта топологического подобия введем в рассмотрение зависимость $E(n)$ вида

$$E(n) = \frac{1}{2\mathcal{N}_1} \sum_{n-\mathcal{N}_1+1}^n |\operatorname{sgn}\{L_S(n) - L_S(n - \mathcal{N}_0)\} + \operatorname{sgn}\{L_B(n) - L_B(n - \mathcal{N}_0)\} + \operatorname{sgn}\{L_G(n) - L_G(n - \mathcal{N}_0)\} + \operatorname{sgn}\{L_P(n) - L_P(n - \mathcal{N}_0)\}|.$$

Здесь $L_S(n)$, $L_B(n)$, $L_G(n)$ и $L_P(n)$ – зависимости $L(n)$ для станций SIM, BAK, GLK и PEG соответственно, построенные по измерениям магнитного поля, а $\operatorname{sgn}\{Z\}$ – обозначение для сигнум-функции. Зависимость $E(n)$ может быть названа коррелятором подобия и определяет средний модуль суммы сигнум-функций от разности указанных функционалов. Несложно понять, что значения $E(n)$ пропорциональны «степени» топологического подобия кривых $l-4$ на рис. 1. На рис. 2, 3 и 4 изображены зависимости $E(n)$, отвечающая значениям $\mathcal{N}_0 = 7$ и $\mathcal{N}_1 = 100$ (рис. 2), $\mathcal{N}_0 = 15$ и $\mathcal{N}_1 = 150$ (рис. 3) и $\mathcal{N}_0 = 30$ и $\mathcal{N}_1 = 250$ (рис. 4). Интервалы от момента достижения максимального значения коррелятора $E(n)$ и до начала рассматриваемого землетрясения составляют $T_{max,1} \approx 16$ часов, $T_{max,2} \approx 20$ часов и $T_{max,3} \approx 15$ часов, соответственно.

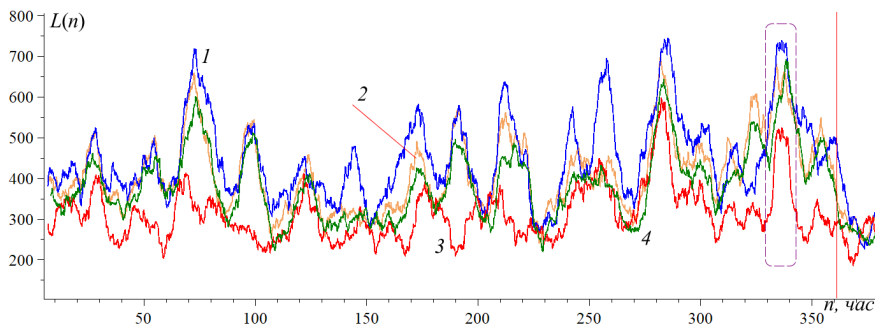


Рис. 1

Таким образом, как следует из рис. 2–4, при существенно разных величинах \mathcal{N}_0 и \mathcal{N}_1 получаются близкие значения интервалов $T_{max,1-3} \sim (15 \div 20)$ часов от момента регистрации максимума коррелятора $E(n)$ и до времени начала сейсмического события. Этот факт подтверждает устойчивость применяемого алгоритма, который может быть использован при составлении краткосрочного прогноза приближающегося землетрясения.

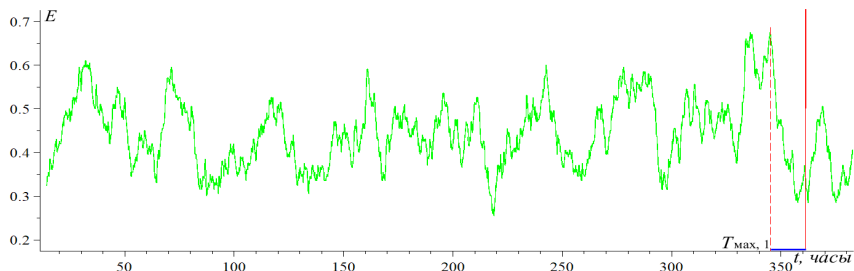


Рис. 2

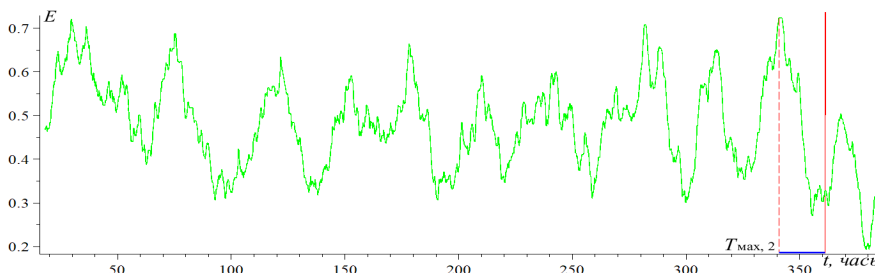


Рис. 3

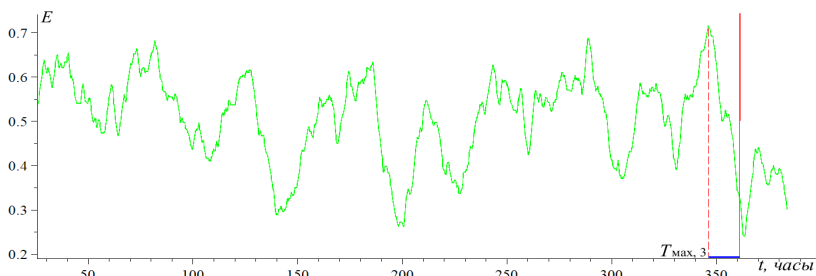


Рис. 4

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 21-12-00585.

- [1] Volvach A.E., Kogan L.P., Kanonidi K.H., Nadezhka L.I., Bubukin I.T., Shtenberg V.B., Gordetsov A.S., Krasnikova O.V., Kislytsyn D.I. // Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation. 2022. Vol. 108, No.1. P. 106200.
- [2] Вольвач А.Е., Коган Л.П., Канониди К.Х., Бубукин И.Т., Боборыкина О.В., Штенберг В.Б., Вольвач Л.Н. // Геомагнетизм и аэрономия. 2023. Т. 63, № 2. С. 257.

ВЛИЯНИЕ ГЕЛИО-ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ НА ИОНОСФЕРУ ЗЕМЛИ В ФЕВРАЛЕ 2023 ГОДА

Ф.И. Выборнов^{1,2)}, О.А. Шейнер¹⁾

¹⁾ НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ФГБОУ ВО «ВГУВТ»

Введение

Коротковолновая радиосвязь, использующая дальней распространение радиоволн за счет их отражения от ионосферы, полностью определяется состоянием ионосферы. Основной причиной сильных и внезапных возмущений параметров ионосферы являются мощные солнечные вспышки, корональные выбросы массы (СМЕ) и высокоскоростные потоки солнечного ветра (HSS).

В статье рассматривается влияние таких возмущений на параметры ионосферы в феврале 2023 года. Рассматривается поведение во времени критической частоты $f_0 F2$ -слоя ионосферы при вертикальном зондировании (ВЗ) и максимально наблюдаемой частоты (МНЧ) при наклонном ЛЧМ-зондировании ионосферы с использованием предложенного нами ранее нового ионосферного индекса [1].

Используемые данные и методы

В исследовании использовались данные вертикального и наклонного зондирования ионосферы. Значения критических частот F-слоя ионосферы приводятся по данным вертикального зондирования на ионосферных станциях Тромсе, Варшавы и Афин [2]. Выбор станций определялся их близким расположением к одному меридиану. Критические частоты F-слоя ионосферы по данным ионозонда CADI, расположенного в п. Васильсурск, получены в ходе специальных измерений. Ионозонд работал в пятнадцатиминутном режиме зондирования ионосферы в диапазоне частот от 1 до 12 МГц. Данные МНЧ F-слоя ионосферы приводятся по результатам специальных измерений на трассе Кипр – г. Нижний Новгород. Прием ЛЧМ-сигнала проводился каждые 5 минут в диапазоне 8-33 МГц. Координаты станций ВЗ приведены в Таблице 1. Взаимное расположение станций ВЗ (отмечены красными точками) и трассы наклонного зондирования (проведена желтой линией) показано на рис. 1. Средняя точка трассы Кипр – г. Нижний Новгород (отмечена на рис. 1 красной точкой) имеет координаты 47.2N, 38.5E.

Используемый в данном исследовании новый ионосферный индекс основан на отклонении первого порядка критической частоты Δf_0 ионосферного слоя F2, измеренной с помощью метода вертикального зондирования ионосферы. Девиация $\Delta f_0 F2$ в каждый момент регистрации ионограммы определялась как

Табл. 1

<i>Станция ВЗ</i>	<i>Координаты</i>
Тромсе	69.6°N, 19.2°E
Варшава	52.21°N, 21.06°E
Афины	38.0°N, 23.5°E
Васильсурск	56.15°N, 46.10°E

$$\Delta f_{0jk} = f_{0jk} - \overline{f_{0j}}, \quad (1)$$

где
$$\overline{f_{0j}} = \sum_{k=1}^N f_{0jk}/N, \quad (2)$$

f_{0jk} – измеренное значение, j – номер точки в течение дня, k – номер дня в месяце, N – число дней в месяце. Аналогичная процедура проводилась и при анализе МНЧ данных наклонного зондирования.

Дифференциальный параметр, предложенный нами для исследования данных вертикального и наклонного зондирования ионосферы, позволяет повысить чувствительность и устранить стационарные зависимости (например, исключить суточное поведение f_0F2 и МНЧ).

На рис. 2 приводятся графики Kp и Dst индексов за февраль месяц, которые свидетельствуют о повышенной геомагнитной активности [3, 4]. В конце месяца произошла сильная магнитная буря.

На рис. 3 для примера приводятся графики Δf_0F2 за февраль 2023 г. для данных ВЗ станций Тромсе, Варшава и Афины. Сопоставление солнечных данных и Kp и Dst индексов позволит выявить источник влияния на критические частоты F-слоя ионосферы.

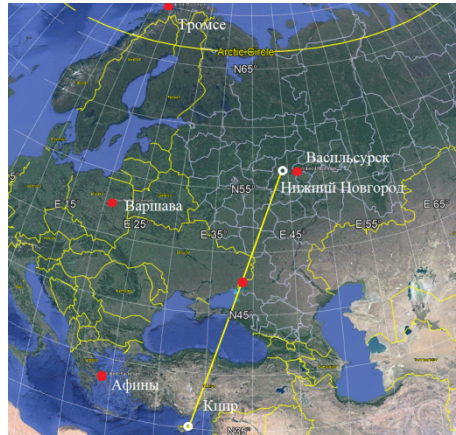


Рис. 1

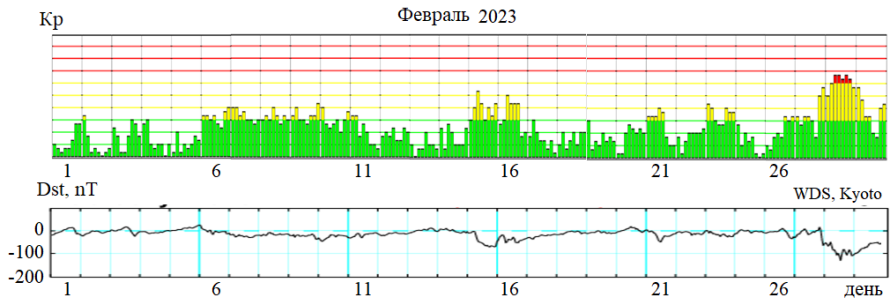


Рис. 2

Понижение критических частот за первую декаду февраля (хорошо видно по данным станции Варшава) было связано с корональными петлеобразными выбросами массы 2023/02/03 в 10:00UT, 2023/02/09 в 06:12UT и 2023/02/10 в 09:24UT, которые были зафиксированы прибором LASCO-C2 на спутнике SOHO.

Увеличение критических частот в середине месяца было вызвано корональными выбросами массы 2023/02/11 в 04:24 UT, 2023/02/12 в 17:00UT, 2023/02/15 в 00:24UT и 2023/02/15 00:24 UT, которые также были зафиксированы LASCO-C2.

Повторное понижение критических частот по данным станции Варшава в конце месяца (24-25 февраля) 2023/02/24 в 21:4UT и 2023/02/25 в 20:00UT было связано с корональными выбросами массы типа «петля».

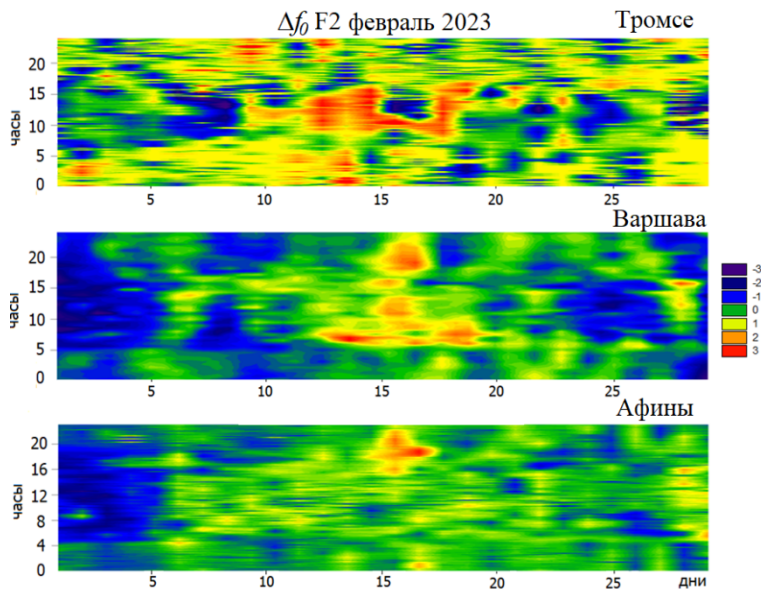


Рис. 3

Увеличение скорости высокоскоростных потоков (HSS) солнечного ветра с 400 до 800 км/с 26 февраля и корональные выбросы массы 2023/02/26 01:36 UT, 2023/02/27 00:12 UT и 2023/02/27 07:36 UT привели к сильной магнитной буре, которая началась вечером 26 февраля. При этом резко изменились критические частоты F-слоя ионосферы.

Магнитная буря 27 февраля оказала существенное влияние на среднеширотную ионосферу центрального региона России. По данным станции ВЗ Васильсурск наблюдались сильные возмущения критических частот, диффузные отражения (F-spread), наличие множественных отражений. На рис. 4 приведены ионограммы, где резкое изменение их вида началось в 12:45UT. Только в 6:00UT 28 февраля ионосфера полностью восстановилась. Магнитная буря проявилась и на трассе ЛЧМ-зондирования Кипр – г. Нижний Новгород. На дистанционно-частотной характеристике ЛЧМ-сигнала наблюдались Z-образные возмущения (следствие перемещающихся ионосферных возмущений), диффузность, появился сильный Es-слой.

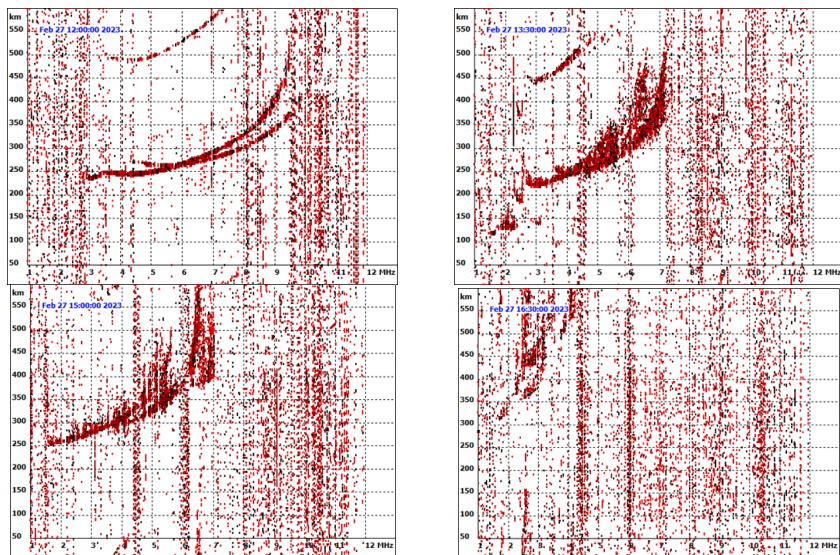


Рис. 4

Заключение

В результате проведенных исследований степени ионосферных возмущений в зависимости от кратковременных вариаций солнечной активности (регистрации корональных выбросов массы и высокоскоростных потоков солнечного ветра) по результатам вертикального и наклонного зондирования ионосферы в феврале 2023 г. и использования нового ионосферного индекса подтверждено наличие закономерности во влиянии CME на параметры ионосферы: наблюдается продолжительное снижение значений Δf_oF2 после начала CME (типа петля), тогда как после обнаружения других типов CME значительных изменений не наблюдается. Отмечена возможная роль HSS в возникновении ионосферных возмущений.

Работа выполнена в рамках базовой части Государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, проект FSWR-2023-0038.

- [1] Sheiner O., Rakhlin A., Fridman V., Vybornov F. New Ionospheric Index for Space Weather Services. *Advances in Space Research*. 2020. Т. 66, № 6. С. 1415.
- [2] <https://giro.uml.edu/didbase/> 25.05.2023
- [3] https://tesis.xras.ru/magnetic_storms.html 25.05.2023
- [4] https://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dst_realtime/202210/index.html 25.05.2023

ПОИСК ЭФФЕКТА РАЗИНА В РАДИОИЗЛУЧЕНИИ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК ПО ДАННЫМ НАБЛЮДЕНИЙ СИБИРСКОГО РАДИОГЕЛИОГРАФА

К.Ю. Яшина¹⁾, Д.А. Дряблов¹⁾, В.Ф. Мельников^{1,2)}

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ГАО РАН

Введение

Микроволновое излучение солнечных вспышек генерируется, в основном, некогерентным гиротронным механизмом [1]. Частотный спектр такого излучения имеет характерную форму одиночного пика на частоте спектрального максимума f_{peak} (рис.1). На частотах $f > f_{peak}$ уменьшение интенсивности обусловлено

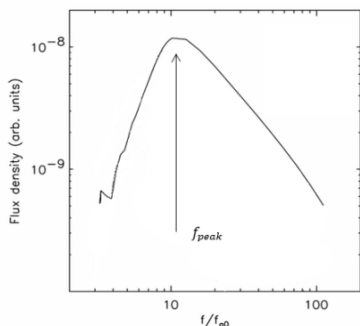


Рис. 1

уменьшением с энергией числа нетепловых электронов, которые эффективно излучают на этих частотах, и источник излучения на них является оптически тонким.

На частотах $f < f_{peak}$ в спектре наблюдается низкочастотный (НЧ) завал, который во вспышечных петлях может быть обусловлен либо эффектом самопоглощения (радиоисточник оптически толстый), либо эффектом Разина. Эффект Разина является главной причиной завала спектра на частотах, меньших частоты Разина, которая определяется выражением

$$f_R = 20 \frac{n_0}{B},$$

где n_0 – концентрация плазмы в см^{-3} , B – напряженность магнитного поля в Гс. На частотах, больших f_R , подавление Разина незначительно [2]. Зная причину НЧ-завала, можно оценить параметры во вспышечной петле [3].

Основным источником данных о гиротронном излучении солнечных вспышек до 2019 г был Радиогелиограф Нобейма (Япония), который работал на частотах 17 и 34 ГГц. На основе этих данных в работе [4] выявлены свойства динамики частотного спектра микроволновых всплесков, которые позволяют определить доминирующую причину НЧ-завала. Наиболее информативным оказалось поведение наклона частотного спектра на фазе спада интенсивности всплеска. Эффект самопоглощения доминирует, если наклон спектра между частотами $f_2 \geq f_{peak}$ и $f_1 < f_{peak}$ увеличивается (отношение потоков

$$\alpha = \frac{\lg(F_2(f_2)/F_1(f_1))}{\lg(f_2/f_1)}$$

уменьшается). Наоборот, доминирует эффект Разина, если это наклон после максимума всплеска уменьшается и даже меняет знак.

Цель доклада – поиск причины низкочастотного завала в спектре всплещного микроволнового излучения на частотах ниже 17 – 34 ГГц, а именно, в диапазоне 6-12 ГГц по данным Сибирского Радиогелиографа.

Данные наблюдений

В настоящее время в России начинает работу новый инструмент – Сибирский Радиогелиограф (СРГ) [5], имеющий существенно лучшие характеристики, чем Радиогелиограф Нобеяма. Он состоит из трёх независимых Т-образных решеток, которые работают в диапазонах частот 3-6, 6-12, 12-24 ГГц. Каждый диапазон включает в себя по 16 частотных каналов с шириной полосы пропускания 10 МГц. Изображения Солнца формируются на основе метода апертурного синтеза в обоих направлениях круговой поляризации (R, L). Пространственное разрешение в диапазонах 3-6, 6-12, 12-24 ГГц составляет, соответственно, 15–30, 12–24, 7–13 угл. сек. Временное разрешение при получении изображения на одной частоте – 0.1 с. Общее время для получения изображений на всех 16-ти частотах внутри каждого диапазона – 3.2 с. Чувствительность по спектральной плотности потока (время накопления 0.1 с при получении изображения на одной частоте) – $40 \cdot 10^{-26}$, $70 \cdot 10^{-26}$, $250 \cdot 10^{-26}$ Вт/(м²Гц).

Анализ события по данным СРГ

В работе был проведен анализ динамики всплещного излучения для событий 18 марта 2023 года и 3 января 2023 года. В данном докладе, из-за ограниченного объёма, приведён анализ только для события 18 марта 2023 года. Для анализа причины низкочастотного завала в спектре выбрана область микроволнового источника с максимумом яркости. Предположительно эта область соответствует вершине всплещной петли [6].

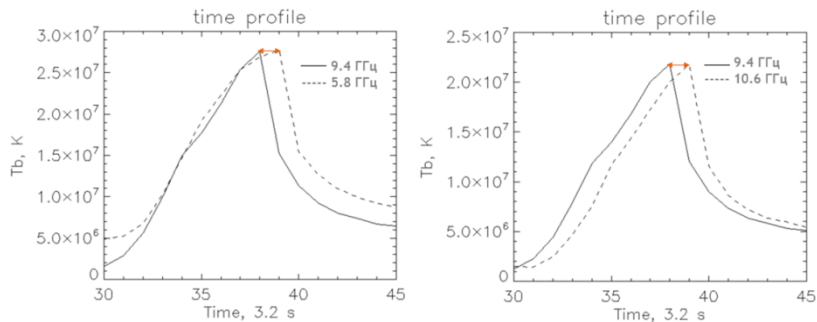


Рис. 2

Интегральный частотный спектр излучения этой вспышки имел выраженный спектральный пик в районе 7-9 ГГц. Это следует из анализа полных потоков, выполненных

по данным СРГ без пространственного разрешения. Анализ данных Радиополяриметров Нобеяма, наблюдающих Солнце как звезду, также подтверждает это вывод. К сожалению, надёжных данных о частотном спектре в каждой точке радиоизображения вспышки по данным СРГ пока не удалось получить. Поэтому воспользуемся известным фактом [7], относящимся к задержкам временных профилей интенсивности всплеска на частотах $f_2 \geq f_{peak}$ и $f_1 < f_{peak}$ относительно временного профиля на частоте f_{peak} . Анализ задержек показал, что частота 9.4 ГГц действительно является частотой спектрального максимума для выбранной области микроволнового источника с максимумом яркости. На рис.2 приведены временные профили яркостной температуры T_b . Слева – на частотах 5.8 ГГц (штриховая линия) и 9.4 ГГц (сплошная линия). Справа – на частотах 10.6 (штриховая линия) и 9.4 ГГц (сплошная линия). Хорошо видно, что максимум всплеска на частоте 9.4 ГГц опережает максимумы на 5.8 ГГц и 9.4 ГГц.

Таким образом, для анализа причин НЧ-завала спектра следует рассматривать временные профили и динамику индекса $\alpha = \lg(F_2(f_2)/F_1(f_1))/\lg(f_2/f_1)$ на частотах меньше, чем 9.4 ГГц. На рис. 3 слева показаны временные профили на частотах 5.8 ГГц (штриховая линия) и 9.4 ГГц (сплошная линия). Справа – соответствующая динамика индекса α . Вертикальная прямая соответствует максимуму всплеска.

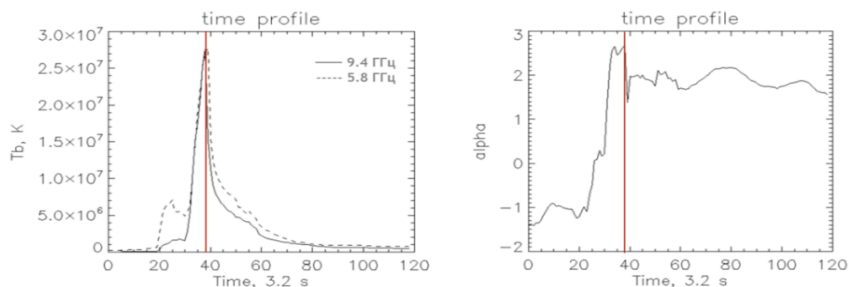


Рис. 3

Видно, что на фазе роста α растет, а после максимума всплеска уменьшается. Это спектральное поведение согласуется с выводами работы [4] и объясняется уменьшением оптической толщины радиоисточника на фазе спада. Аналогичная динамика наблюдается и на других частотах. Например, на 5.8 ГГц (штриховая линия)

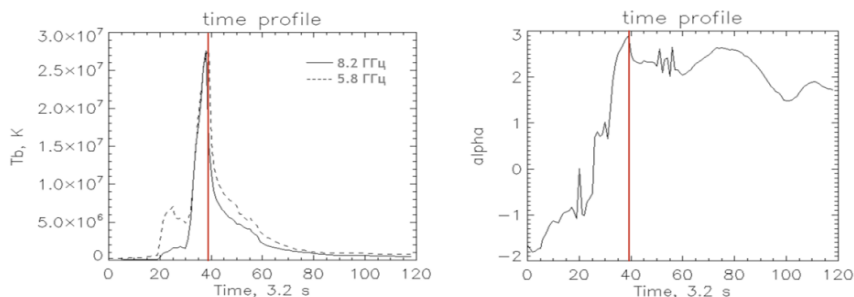


Рис. 4

и 8.2 ГГц (сплошная линия) (рис.4), и на 5.8 ГГц (штриховая линия) и 10.6 ГГц (сплошная линия) (рис. 5).

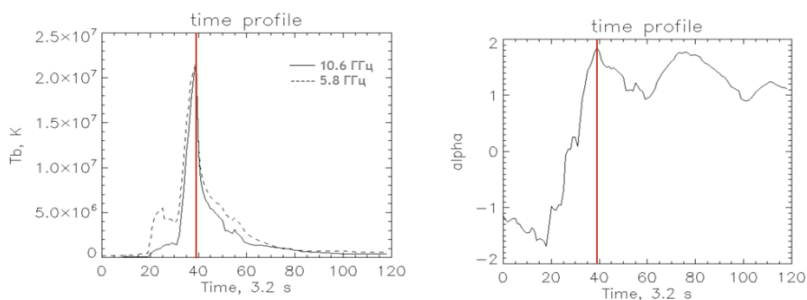


Рис. 5

Результаты

Проведён анализ спектральной эволюции микроволнового излучения в событии 18 марта 2023 года.

Выявлены задержки между временными профилями интенсивности всплеска на частотах $f_2 \geq f_{peak}$ и $f_1 < f_{peak}$ относительно временного профиля на частоте $f_{peak}=9.4$ ГГц.

Показано, что в этом событии низкочастотный завал в спектре обусловлен доминированием эффекта самопоглощения. Указаний на важную роль эффекта Разина не обнаружено.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (грант № 22-12-00308, В.Ф. Мельников).

[1] Железняков В. В. Электромагнитные волны в космической плазме. – М.: Наука, 1977, 432 с.

- [2] Разин В.А. Известия вузов. Радиофизика. 1960. Т. 3. С. 584.
- [3] Melnikov V.F., Gary D.E., Nita G.M. Solar Physics. 2008. Vol. 253. P. 43.
- [4] Kuznetsov S.A., Melnikov V.F. Geomagnetism and Aeronomy. 2012. Vol. 52, No. 7. P. 883.
- [5] Алтынцев А.Т., Лесовой С.В., Глоба М.В. и др. Солнечно-земная физика. 2020. Т. 6, № 2. С. 37.
- [6] Melnikov V., Magun A. Solar Physics. 1998. Vol. 178. P. 153.

Поскольку длина базы составляет менее километра, для упрощения расчетов была выбрана местная декартова система координат (рис. 2) с началом в точке пересечения осей РТ-12. В этом случае при вращении антенны РТ-64 проекция вектора r на ось Z отсутствует.

На рис. 2 введены следующие обозначения: B_0 – базовое расстояние, A_0 и A – азимут базы и радиисточника соответственно, h_0 – угол наклона базы, h – высота источника. Дополнительные поправки к проекциям базы имеют вид:

$$\begin{aligned}\Delta X &= \Delta B_x = r \cdot \cos(A_0 - A) \cos(A_0) \\ \Delta Y &= \Delta B_y = r \cdot \cos(A_0 - A) \sin(A_0).\end{aligned}\quad (1)$$

Разность хода волн до антенн интерферометра определяется по соотношению:

$$D = Z \sin(h) + X \cos(h) \cos(A) + Y \cos(h) \sin(A), \quad (2)$$

где X, Y, Z – проекции базы на оси координат. Поправка к задержке из-за неидентичности антенн после соответствующих преобразований будет равна

$$\tau = \frac{\Delta D}{c} = \text{sign}(\cos(\Delta A)) \frac{r}{c} \cos^2(A_0 - A) \cos(h). \quad (2)$$

В соотношении (3) введен множитель «знак $\cos(\Delta A)$ » для сохранения непрерывности поправки, т.к. квадрат косинуса разности азимутов базы и источника приводит к изменению знака поправки. $\Delta A = A_0 - A$, $A_0 = 44.5^\circ$ в нашем случае.

Поправка к частоте интерференции определяется выражением:

$$\begin{aligned}F_{\text{и}} &= \frac{F_0}{c} \frac{\partial \Delta D}{\partial t} = \frac{F_0}{c} [2r \cdot \sin(\varphi) \cos(h) \cos(A_0 - A) * \\ &* (\sin(A_0 - A) - \sin(A_0)) + 2r \cdot \sin(h) \cos(\varphi) \cos^2(A_0 - A) \sin(A)],\end{aligned}\quad (3)$$

где F_0 – рабочая частота (в нашем случае 8.4 ГГц), φ – широта места (56.8°), $\partial A / \partial t$ – скорость изменения азимута источника и $\partial h / \partial t$ – скорость изменения угла места источника, которые определяются скоростью вращения Земли.

На рис. 3 показаны расчетные зависимости от азимута одного источника (на высоте 45°) поправок по задержке при неизменной высоте (а) и при реальном движении источника по небесной сфере с изменением высоты и азимута (б). Максимум поправки в соответствии с соотношением (3) имеет место при азимуте источника равном азимуту базы.

На рис. 4 показаны аналогичные расчетные зависимости от азимута одного источника поправок к частоте интерференции при неизменной высоте (а) и при реальном движении источника по небесной сфере с изменением высоты и азимута (б). При совпадении азимутов базы и источника поправка равна нулю.

На рис. 5 показаны зависимости от азимута поправок по задержке (а) и частоте интерференции (б) для ряда радиисточников, которые наблюдались в реальном эксперименте. Некоторый разброс данных обусловлен разной высотой источников на заданном азимуте. Максимум для задержки также при совпадении азимутов базы и источника.

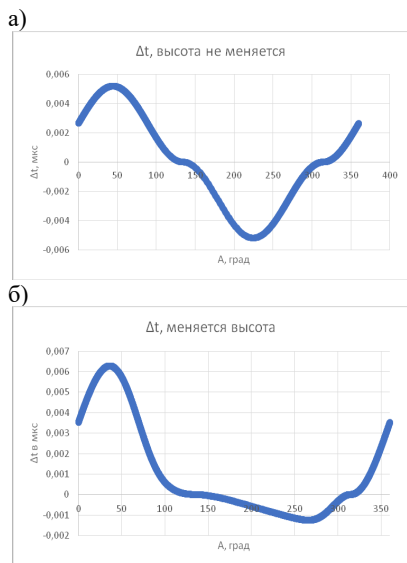


Рис. 3

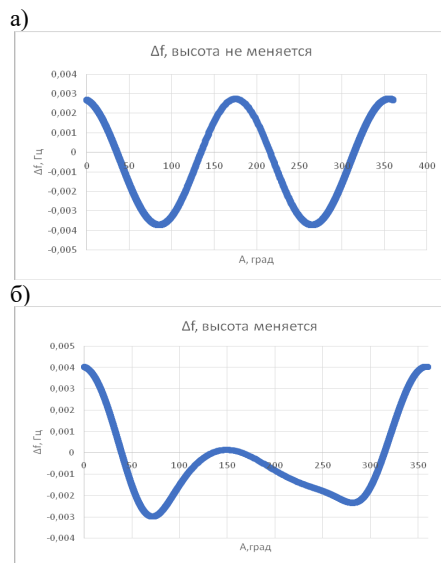


Рис. 4

Далее эти поправки были рассчитаны для некоторых реальных экспериментов по калибровке базы (РТ-12 — РТ-64) и введены в результаты обработки данных. Сложность заключалась в том, что эксперименты были тестовые (для отладки аппаратурного комплекса) и, соответственно, изменялся ряд других параметров инструмента, которые вносили погрешности большие, чем рассчитанные здесь.

Для примера на рис. 6 приведена зависимость поправки по частоте в одном из экспериментов и коррекция ее на неидентичности антенн. Размах кривой поправок уменьшился примерно на 5-10%, т.е. уменьшается величина коррекции других задаваемых параметров. Однако точное соответствие двух кривых может указывать на другие причины, например, ошибки в задании корректирующих коэффициентов, погрешностях или систематических ошибках в алгоритмах обработки и т.д. Кроме того, полоса частот приемника на РТ-12 не превышала 8 МГц и, соответственно, дискрет задержки был более 62 нс, т.е.

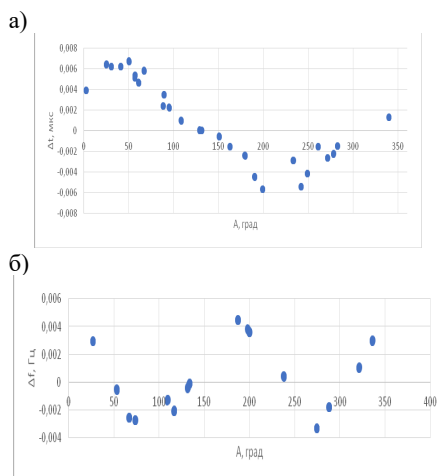


Рис. 5

существенно больше поправок на неидентичность антенн. Поиск возможных причин больших погрешностей является основной задачей калибровки инструмента.

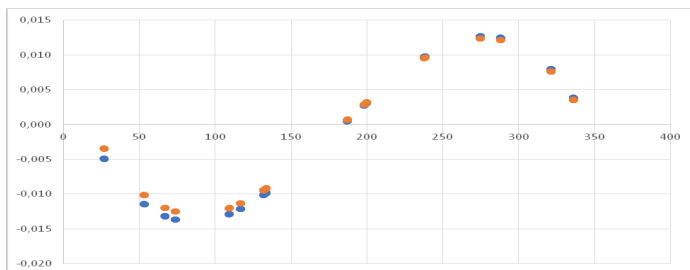


Рис. 6

Выводы. Рассчитаны поправки к измеряемым величинам пространственной задержки и частоте интерференции для коррекции их на неидентичность антенн при калибровке базового расстояния инструмента. Проведен анализ и коррекция данных некоторых реальных экспериментов при существенных отличиях конструкций приемных антенн и значительных величинах поправок.

При достижении высокой точности РСДБ измерений на данном комплексе полученные соотношения могут быть использованы для точного измерения величин скрещивания осей обеих антенн, обусловленных временными деформациями конструкций (перекосом и наклоном осей вращения, несоответствия конструкторской документации и т.д.)

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки: госзадание FSWR-2023-0038.

[1] Томпсон Р., Моран Дж., Свенсон Дж. Интерферометрия и синтез в радиоастрономии. – М: Физматлит, 2003, 624 с.

Секция «Излучение и распространение радиоволн»

Заседание секции проводилось 23 мая 2023 г.
Председатель – А.В. Калинин, секретарь – В.А. Яшнов.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXVII 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.

СЦЕНАРИИ РОЖДЕНИЯ АТТРАКТОРОВ В КУСОЧНО-ЛИНЕЙНОЙ СИСТЕМЕ ЛОРЕНЦЕВСКОГО ТИПА

Д.А. Бакалина¹⁾, Н.В. Барабаш^{1, 2)}

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ФГБОУ ВО «ВГУВТ»

В докладе рассматривается трёхмерная кусочно-линейная система, образованная тремя линейными подсистемами A_s , A_l и A_r [1 – 3]

$$A_s : \begin{cases} \dot{x} = x, \\ \dot{y} = -\alpha y, \\ \dot{z} = -\nu z, \end{cases} \quad A_{l,r} : \begin{cases} \dot{x} = -\lambda(x \pm 1) + \omega(z - b), \\ \dot{y} = -\delta(y \pm 1), \\ \dot{z} = -\omega(x \pm 1) - \lambda(z - b), \end{cases} \quad (1)$$

где α , δ , ν , ω , λ , b — положительные параметры. Системы $A_{s,l}$ определены в смежных областях фазового пространства $G_s = \{|x| < 1, y \in \mathbb{R}^1, z < b\}$, $G_l = \{x \leq -1, z \leq b; x \geq -1, z > b, y \leq 0, x < 1, z > b, y < 0\}$ и $G_r = \mathbb{R}^3 \setminus \{G_s \cup G_l\}$ соответственно.

Одним из преимуществ кусочно-линейной системы является вхождение седлового индекса в качестве параметра ν . В докладе показано, что в зависимости от значения ν в системе (1) наблюдается два бифуркационных сценария.

При $\nu < 1$ в системе (1) реализуется сценарий рождения сингулярно-гиперболического аттрактора лоренцевского типа, проходящий через гетероклиническую бифуркацию сепаратрис седла и седловых предельных циклов. Этот сценарий аналогичен переходу к хаосу в системе Лоренца [4]

$$\begin{cases} \dot{x} = \sigma(y - x), \\ \dot{y} = rx - y - xz, \\ \dot{z} = xy - bz. \end{cases} \quad (2)$$

На рис. 1 и рис. 2 сопоставлено изменение фазовых портретов кусочно-линейной системы (1) при $\nu < 1$ и системы Лоренца соответственно при изменении бифуркационных параметров b и r соответственно.

При $\nu < 1$ для системы (1) были получены следующие основные бифуркации.

- При начальном значении бифуркационного параметра b фокусы $e_{l,r}$ устойчивы (рис. 1, 2 (a)).
- При увеличении параметра в системе возникает гомоклиническая бабочка (рис. 1, 2 (b)).
- Устойчивые фокусы $e_{l,r}$ сосуществуют с двумя симметричными седловыми циклами (рис. 1, 2 (c)).
- Гетероклиническая бифуркация с образованием двух симметричных гетероклинических контуров (рис. 1, 2 (d)).
- Хаотический аттрактор сосуществует с двумя устойчивыми фокусами (рис. 1, 2 (e)).
- Фокусы теряют устойчивость в результате бифуркации Андронофа-Хопфа.
- Аттрактор Лоренца остается единственным аттрактором в системе (рис. 1, 2 (f)).

При $\nu > 1$ переход к хаосу происходит через каскад чередующихся гомоклинических бифуркаций седла и бифуркаций “вилка” устойчивых предельных циклов, приводящих к удвоению периода устойчивых периодических орбит с их последующим раздваиванием.

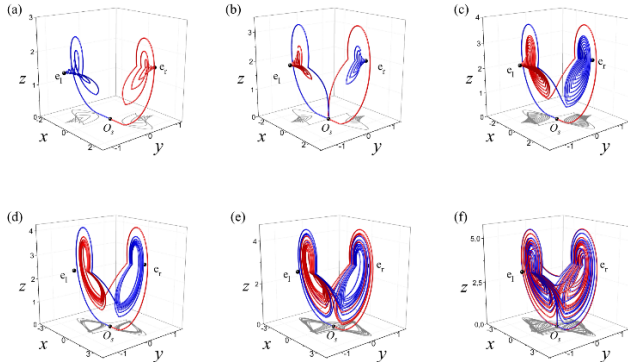


Рис. 1

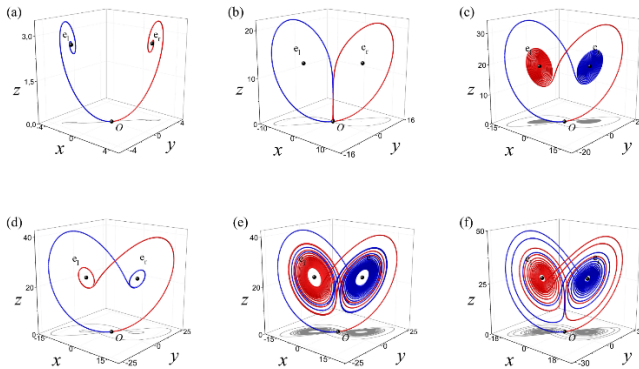


Рис. 2

В работе численно показано, что этот сценарий аналогичен переходу к хаосу в системе Любимова-Закса [5]

$$\begin{cases} \dot{x} = -\sigma x + \sigma y + \sigma y D(z - r), \\ \dot{y} = rx - y - xz, \\ \dot{z} = xy - bz. \end{cases} \quad (3)$$

На рис. 3 и рис. 4 сопоставлены изменение фазовых портретов системы (1) при $\nu > 1$ и системы Любимова-Закса соответственно при изменении бифуркационных параметров b и r соответственно.

Была получена следующая динамика систем при $\nu > 1$.

- При начальном значении бифуркационного параметра фокусы $e_{l,r}$ устойчивы (рис. 3, 4 (a)).
- В результате бифуркации Андронова-Хопфа из фокусов $e_{l,r}$ рождаются симметричные устойчивые предельные циклы (рис. 3, 4 (b)).
- Предельные циклы попадают на устойчивое многообразие седла и образуют устойчивую гомоклиническую бабочку (рис. 3, 4 (c)).
- В результате гомоклинической бифуркации периода 1 рождается устойчивый предельный цикл типа «восьмерки» периода 2, который при некотором значении бифуркационного параметра теряет свою устойчивость в результате бифуркации типа «вилка», и из него рождается пара устойчивых симметричных циклов периода 2, которые затем попадают на устойчивое многообразие седла, образуя в системе притягивающую гомоклиническую бабочку периода 2 (рис. 1, 2 (d)).
- В результате гомоклинической бифуркации периода 2 рождается устойчивый предельный цикл типа «восьмерки» периода 4, который в результате бифуркации типа «вилка» теряет устойчивость и из него рождаются пара устойчивых предельных циклов периода 4, которые затем попадают на устойчивое двумерное многообразие седла и образуют притягивающую гомоклиническую бабочку периода 4. (рис. 3, 4 (e)).
- В системе существует аттрактор лоренцевского типа (рис. 3, 4 (f)).

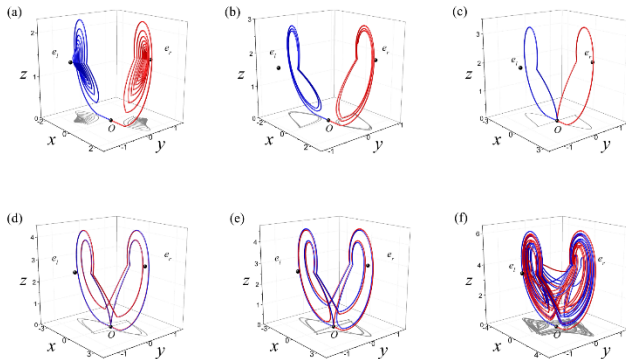


Рис. 3

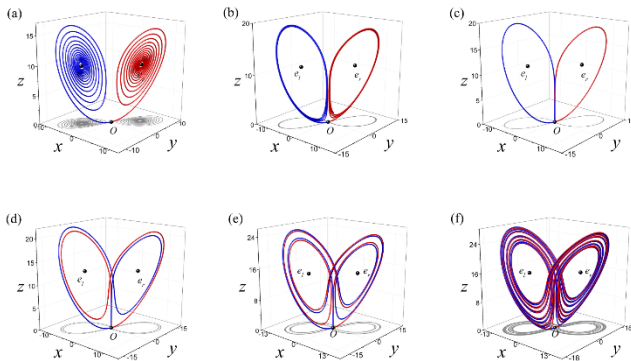


Рис. 4

На рис. 5 приводится численное сравнение бифуркационных сценариев в кусочно-линейной системе (1) при (b) $\nu < 1$ и (d) $\nu > 1$ с аналогичными сценариями в (a) оригинальной системе Лоренца и (c) системе Любимова-Закса соответственно.

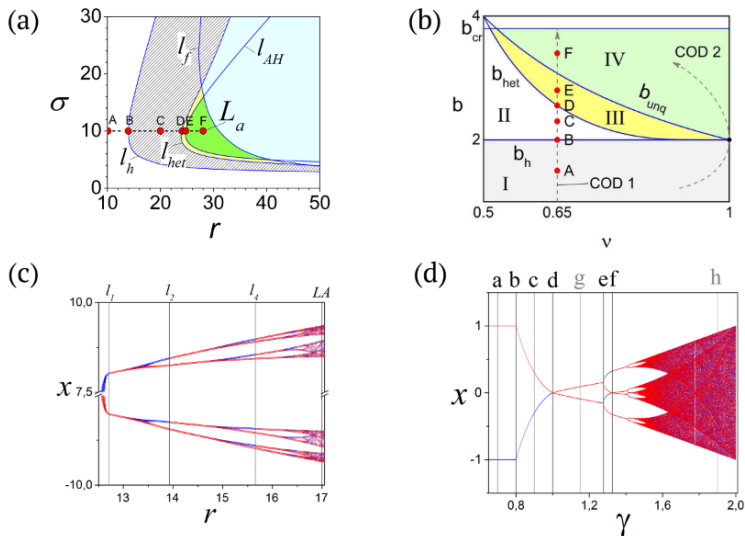


Рис. 5

Таким образом, в докладе утверждается, что на основании качественно-численного исследования кусочно-линейная система (1) подобна нелинейным системам лоренцевского типа по набору их основных свойств и сценариям рождения аттракторов. Такое

подобие позволит использовать поддающуюся аналитическому исследованию кусочно-линейную систему (1) в более сложных задачах как хорошую модель оригинальных нелинейных неинтегрируемых систем.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования (проект № 0729-2020-0036).

- [1] Belykh V. N., Barabash N. V., Belykh I. V. // *Chaos: An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science*. 2019. Vol. 29, No. 10. P. 103108.
- [2] Belykh V. N., Barabash N. V., Belykh I. V. // *Automation and Remote Control*. 2020. Vol. 81, No. 8. P. 1385.
- [3] Belykh V. N., Barabash N. V., Belykh I. V. // *Chaos: An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science*. 2021. Vol. 31, No. 4. P. 043117.
- [4] Lorenz E. N. // *Journal of atmospheric sciences*. 1963. Vol. 20, No. 2. P. 130.
- [5] Lyubimov D. V., Zaks M. A. // *Physica D: Nonlinear Phenomena*. 1983. Vol. 9, No. 1-2. P. 52.

ПЕРИОДИЧЕСКИЕ ПОДКОВЫ СМЕЙЛА И СКРЫТАЯ СЛОЖНОСТЬ АТТРАКТОРА ТИПА ДВОЙНОЙ СПИРАЛИ

Н.В. Барабаш^{1, 2)}, В.Н. Белых^{1, 2)}

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ФГБОУ ВО «ВГУВТ»

Введение

Аттрактор типа двойной спирали («double scroll») – это один из наиболее популярных объектов в теории динамического хаоса. Однако строгие доказательства его существования в конкретных динамических системах, равно как и детальный анализ его структуры, на сегодняшний день отсутствуют. Подавляющее большинство работ, посвящённых системам с аттракторами такого типа, сводятся к доказательству пары симметричных гомоклинических орбит седло-фокуса и компьютерному моделированию.

В настоящей работе построена кусочно-линейная динамическая система, которая с одной стороны отражает все основные свойства нелинейных систем с двойной спиралью, а с другой – позволяет получить отображение последования Пуанкаре в явном виде. С помощью этого нового отображения, содержащего классическое отображение седло-фокуса как составную часть, решены задачи о существовании, структуре и нелокальных бифуркациях аттрактора с двойной спиралью.

Главное принципиально новое утверждение работы состоит в том, что сложность аттрактора типа двойной спирали в определяющей степени связана с наличием периодических подков Смейла конечного и бесконечного периодов. Орбиты аттрактора, определяемые такими подковами, составляют как гиперболические, так и эллиптические множества с исчезающе малыми областями притяжения, что делает их скрытыми, т.е. принципиально ненаблюдаемыми при компьютерном моделировании. Особенность длиннопериодных подков Смейла состоит в том, что часть из них локализована около гомоклинических орбит, а другая часть удаляется от них на большие расстояния, широко блуждая по фазовому пространству. Бифуркации этих множеств во многом определяют образование окон устойчивости и изменение квазиэвклидовых аттракторов. Таким образом, аттрактор типа двойной спирали имеет намного более сложную структуру, чем считалось ранее.

Настоящая работа отражает ключевую часть нашей статьи об аттракторах с двойной спиралью [1] и продолжает серию наших работ по кусочно-линейной реконструкции и строгому анализу аттракторов лоренцевского типа [2 – 4]. Предложенный в этих работах метод позволяет сводить задачу о свойствах трёхмерного потока к анализу нелинейного двумерного отображения последования Пуанкаре, полученного в явном виде как композиция решений линейных подсистем.

Кусочно-линейная система

Рассмотрим трёхмерную кусочно-гладкую систему ОДУ, составленную из линейных подсистем A_0 , A_1 и A_7 :

$$\begin{aligned}
 A_0: \quad & \dot{x} = x, \\
 & \dot{y} = \nu y + \omega z, \\
 & \dot{z} = -\omega y - \nu z, \\
 & \text{при } (x, y, z) \in G_0 \\
 A_l: \quad & \dot{x} = -\alpha(x + h) - \Omega(z + 1), \\
 & \dot{y} = -\beta y, \\
 & \dot{z} = \Omega(x + h) - \alpha(z + 1), \\
 & \text{при } (x, y, z) \in G_l \\
 A_r: \quad & \dot{x} = -\alpha(x - h) - \Omega(z - 1), \\
 & \dot{y} = -\beta y, \\
 & \dot{z} = \Omega(x - h) - \alpha(z - 1), \\
 & \text{при } (x, y, z) \in G_r
 \end{aligned} \tag{1}$$

где $h, \alpha, \beta, \nu, \omega$ и Ω – положительные параметры, а области G_0, G_l и G_r для некоторого параметра $r > 1$ заданы следующим образом

$$\begin{aligned}
 G_0: \quad & |x| < h, (y^2 + z^2 \leq r^2) \cap (|z| < 1), \\
 G_l: \quad & (z \leq -\text{sign } x, y \in \mathbb{R}^1) \setminus G_0, \\
 G_r: \quad & (z \geq -\text{sign } x, y \in \mathbb{R}^1) \setminus G_0.
 \end{aligned} \tag{2}$$

Существует область параметров (см. Теорему 2 в [1]), для которой два прямоугольника $D = D_l \cup D_r$, где $D_{l,r} = \{|x| < h, y^2 + 1 \leq r^2, z = \mp 1\}$, являются глобальной секущей для любого аттрактора системы (1). Используя решения линейных подсистем в (1), получим отображение T секущей D в себя в явном виде

$$\begin{aligned}
 \bar{x} &= \mu \text{sign } x + (1 - \mu)|x|^\nu (y \sin \omega \ln|x| + z \cos \omega \ln|x|), \\
 T: \quad \bar{y} &= q|x|^\nu (y \cos \omega \ln|x| - z \sin \omega \ln|x|), \\
 \bar{z} &= \text{sign } x,
 \end{aligned} \tag{3}$$

где $\frac{x}{h} \rightarrow x, \mu = 1 - \frac{1}{h} e^{-\frac{3\pi\alpha}{2\Omega}}, q = e^{-\frac{3\pi\beta}{2\Omega}}$. Проведённый в работе [1] анализ отображения (3) приводит к утверждениям о существовании в системе (1) аттрактора типа двойной спирали (Теорема 3 в [1]), а также о наличии в нём хаотической компоненты, определяемой подковками Смейла (Теорема 4 в [1]). Исследование отображения (3) привело к введению понятия периодических подков Смейла и к утверждению об их существенной роли в формировании структуры аттрактора. Рассмотрим здесь этот принципиально новый результат.

Периодические подковы Смейла и скрытая сложность

Каждый из прямоугольников D_r и D_l делится пополам плоскостью $x = 0$ так, что $D_r = D_1 \cup D_2, D_l = D_3 \cup D_4$. Образами этих прямоугольников являются 4 спирали $TD_j, j = \overline{1, 4}$. Ограничимся случаем $\mu = 0$ (случай двух симметричных гомоклинических петель седло-фокуса). Тогда каждая из 4 спиралей разбивается плоскостью $x = 0$ на бесконечное число подков (половин витка спирали), которые будем обозначать H_{ij}^n , таких, что $H_{ij} = \bigcup_{n=0}^{\infty} H_{ij}^n$, где $H_{ij} = TD_i \cap D_j, i, j = \overline{1, 4}$. Каждая подкова имеет прообраз $\sigma_{ij}^n = T^{-1}H_{ij}^n$ (см. рис. 1). В работе [1] (Теорема 4) приведено условие существования бесконечного числа классических подков Смейла $H_{11}^n \cap \sigma_{11}^n$ и $H_{44}^n \cap \sigma_{44}^n$.

Теперь рассмотрим прообраз $\sigma_{32}^1 \in D_3$, который трансверсально отображается в подкову $H_{32}^1 \in D_2$. Эта подкова пересекает прообраз $\sigma_{23}^1 \in D_2$, образ которой в свою очередь трансверсально пересекает прообраз σ_{32}^1 . Этот объект в работе [1] нами был назван гиперболической подковой Смейла периода 2 и получил обозначение $Sh_2^1 = \sigma_{32}^1 \rightarrow \sigma_{23}^1 \rightarrow \sigma_{32}^1$ (см. рис. 2). Такая подкова порождает неблуждающее гиперболическое множество, лежащее в пересечении $(\sigma_{32}^1 \cap H_{23}^1) \cup (\sigma_{23}^1 \cap H_{32}^1)$ и топологически сопряжённое со сдвигом Бернулли из 4 символов. Нами доказано существование области параметров отображения (3), для которой оно имеет бесконечное количество подков Смейла периода 2 $Sh_2^n = \sigma_{32}^n \rightarrow \sigma_{23}^n \rightarrow \sigma_{32}^n, n = \overline{n_0, \infty}, n_0 = \text{const}$ (Теорема 5 в [1]).

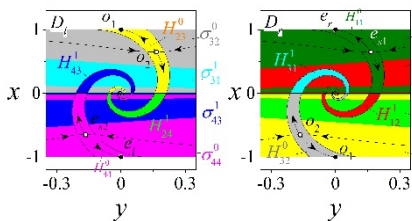


Рис. 1

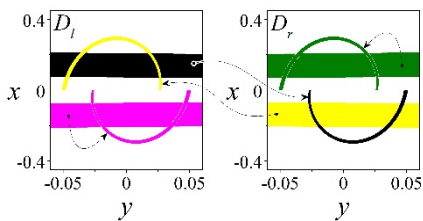


Рис. 2

Наиболее сильный результат состоит в доказательстве существования гиперболических подков Смейла произвольного периода p , включая $p \rightarrow \infty$, состоящих из цепей любых прообразов (Теорема 6 [1]). В частности, доказано, что при $v < \frac{1}{4}$ каждый прообраз $\sigma_{11}^n, n = \overline{1, \infty}$, имеет трансверсальное пересечение с подковой H_{11}^{n+1} , что означает существование подков Смейла бесконечного периода Sh_{∞}^{mix} , порождающее гиперболическое неблуждающее множество, сопряжённое с алфавитом из бесконечного числа символов (см. рис 3).

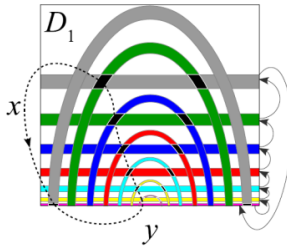


Рис. 3

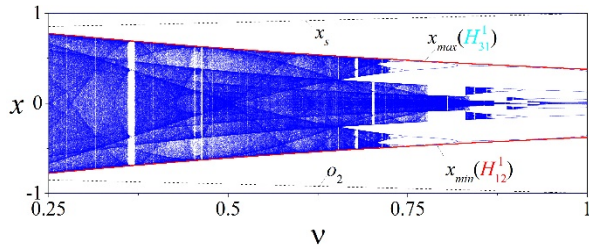


Рис. 4

Такие периодические подковы Смейла, порождающие как гиперболическое, так и эллиптическое неблуждающие множества, «заполняют» 4 спирали TD_i , $i = \overline{1, 4}$, содержащие максимальный аттрактор, тем самым определяя его невероятно сложную структуру (см. расширенную бифуркационную диаграмму на рис. 4).

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования (проект № 0729-2020-0036).

- [1] Belykh V. N., Barabash N. V., Belykh I. V. // Chaos. 2023. Vol. 33, No. 4. P. 043119.
- [2] Belykh V. N., Barabash N. V., Belykh I. V. // Chaos. 2019. Vol. 29, No. 10. P. 103108.
- [3] Белых В.Н., Барабаш Н.В., Бelykh И.В. // Автомат. и телемех. 2020. № 8. С. 29.
- [4] Belykh V. N., Barabash N. V., Belykh I. V. // Chaos. 2021. Vol. 31, No. 4. P. 043117.

ФАЗОВАЯ МОДЕЛЬ ПАЧЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ НЕЙРОНА. СИНХРОНИЗАЦИЯ В АНСАМБЛЕ СВЯЗАННЫХ ФИ-НЕЙРОНОВ

Д.Е. Колесников, Г.В. Осипов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Основной формой электрической активности нейрона является так называемый потенциал действия – электрический импульс или спайк. Другим распространенным видом электрической активности является спонтанная или индуцированная генерация бёрстов, то есть целых пачек импульсов. Периоды генерации импульсов при этом чередуются с периодами затишья. Наблюдается как регулярная, так и хаотическая генерация бёрстов. Нейронный бёрстинг играет важную роль в процессах передачи информации, генерации и синхронизации ритмов нейронных сетей.

В качестве модели нейрона часто используют биологически - реалистичную модель типа Ходжкина-Хаксли, которая представляет из себя систему обыкновенных дифференциальных уравнений третьего порядка и выше с значительно нелинейной правой частью. Исследовать такую систему можно только численно, но при этом она довольно дорога в смысле вычислительности [1].

В данной работе предлагается исследовать другой способ введения фазы – уравнение фи-нейрона. Данная феноменологическая модель способна воспроизводить активность нейрона в режиме спайковой и бёрстовой периодической активности. Значительным достоинством такой модели является лёгкая вычислимость.

Постановка задачи

Определить фазовую модель фи-нейрон, описывающую спайковую и бёрстовую активность нейрона.

Также стоит задача определить возможность и условия синхронизации спайков и бёрстов в ансамбле двух связанных фи-нейронов.

Решение

Уравнение фи-нейрон:

$$\dot{\varphi} = \gamma - \sin\left(\frac{\varphi}{n}\right) \quad (1)$$

(где φ – фаза, γ, n – параметры системы).

Переменная состояния φ изменяется циклически с периодом $\varphi \rightarrow \varphi + 2\pi n$. Рассмотрим $\gamma \gtrsim 1$, при данных значениях параметра в системе нет состояний равновесия, фаза растёт неограниченно [2]. Такая конфигурация системы (1) позволяет моделировать спайковую и бёрстовую нейронную активность.

На рис. 1 и 2 представлены временные реализации фазовых переменных при $n = 5$ и $n = 10$ соответственно. Выделяются быстрые движения – характерные резкие скачки фазы – спайки и медленные движения – участки незначительного роста фазы в окрестности $\varphi_0 = \pi/2$ для $n = 5$, $\varphi_0 = \pi$ для $n = 10$, которые соответствуют интервалам между бёрстами. Далее они будут называться межбёрстовыми интервалами.

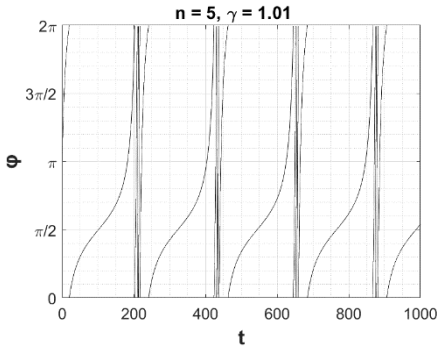


Рис. 1

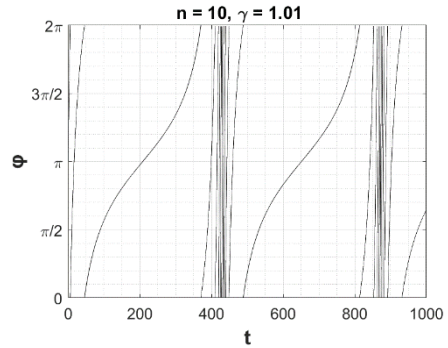


Рис. 2

Количество спайков в бёрсте:

$$m = n - 1 \quad (2)$$

Решение уравнения (1) имеет вид:

$$t = \frac{2 \cdot n \cdot \arctan\left(\frac{\gamma \cdot \tan\left(\frac{\varphi}{2n}\right) - 1}{\sqrt{\gamma^2 - 1}}\right)}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} \quad (3)$$

Периодом следования бёрстов будет значение $T = t[0, 2\pi * n]$. Период можно разбить на сумму межбёрстового интервала и межспайковых интервалов:

$$T = T_1 + \sum_{i=2}^n T_i \quad (4)$$

(где T_1 при $i = 1$ – межбёрстовый интервал, при $i > 1$ – межспайковый интервал).

На рис. 3 представлена зависимость периодов от параметра n . Межспайковые интервалы убывают в порядке появления спайков в бёрсте. С ростом параметра n увеличиваются межспайковые интервалы и межбёрстовый интервал.

Определим возможность и условия синхронизации в ансамбле двух связанных нейтронов. Пусть каждый нейрон в ансамбле представлен фазовой переменной φ_i , и взаимодействует с другими в соответствии со следующей формулой:

$$\dot{\varphi}_i = \gamma_i - f_i(\varphi_i) + \sum_{j=1}^N d_{i,j} \cdot \sin(\varphi_j - \varphi_i) \quad (5)$$

Определим возможность и условия синхронизации в системе двух связанных фибронов:

где $N = 2$, $f_{1,2}(\varphi) = \sin\left(\frac{\varphi_{1,2}}{n_{1,2}}\right)$, $\gamma_1 = 1.01$, $\gamma_2 = 1.02$, $n_1 = n_2$, d – параметр связи. Механизмом синхронизации элементов выступает взаимная притягивающая связь. Степень синхронизации описывается в терминах захвата фаз или захвата частот. За взаимодействие элементов отвечает слагаемое с коэффициентом d , при $d < 0$ связь является отталкивающей, при $d = 0$ связи между элементами нет, при $d > 0$ связь является притягивающей. Рассмотрим динамику системы при $d > 0$.

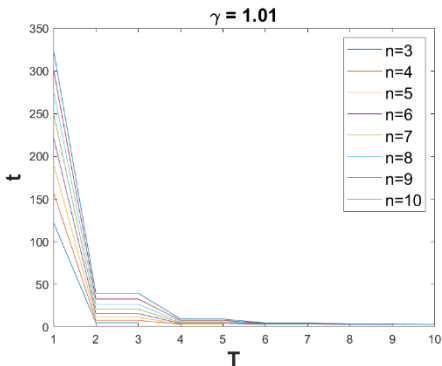


Рис. 3

Показано, что в ансамбле в зависимости от параметров возможны как синфазная синхронизация 1: 1, так и синхронизация $n: m$. Сосредоточимся на синхронизации 1: 1, так как этот режим реализуется в широкой области параметров. Синхронизация бёрстов и спайков осуществляется за счёт взаимной подстройки соответственно частот бёрстов (6) и спайков (7) элементов φ_1, φ_2 . Формулы для расчёта бёрстовой и спайковой частот следующие:

$$w_b = \frac{2\pi}{\sum_{i=1}^n T_i} \quad (6)$$

$$w_s = \frac{2\pi \cdot (m - 1)}{\sum_{i=2}^n T_i} \quad (7)$$

На рис. 4 и рис. 5 приведены эволюции бёрстовой и спайковой частот элементов в зависимости от параметра связи, демонстрирующие процесс взаимной подстройки частот. За d_{cr}^b обозначено значения d , при котором наступает синхронизация частот бёрстов, за d_{cr}^s соответственно, частот спайков. Временные реализации для соответствующих синхронных режимов приведены на рис. 6, рис. 7. Таким образом, с увеличением связи d осуществляется переход к синхронному режиму 1: 1.

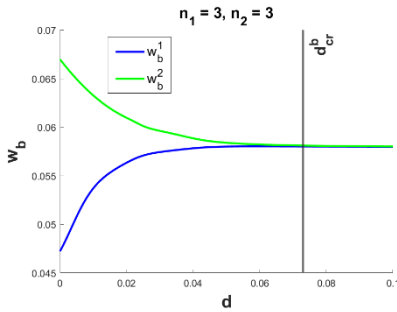


Рис. 4

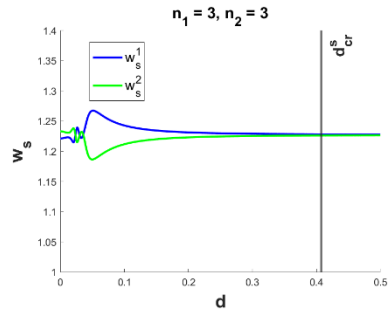


Рис. 5

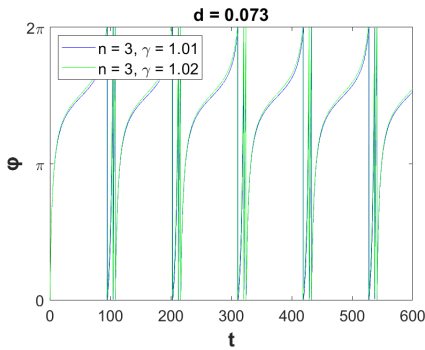


Рис. 6

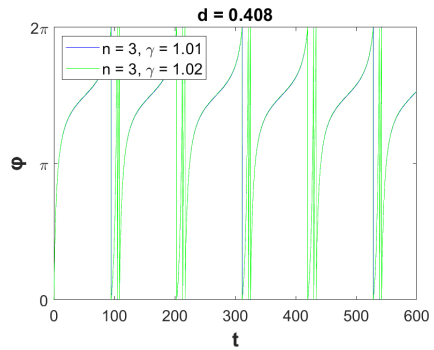


Рис. 7

Выводы

В данной работе предложена фазовая модель, описывающая спайковую и бёрстовую активность нейрона.

Определены условия существования синхронной спайковой и бёрстовой активности в ансамбле двух связанных фи-нейронов.

Работа поддержана РФФ (проект 23-12-00180).

- [1] Izhikevich. E.M. Dynamical system in neuroscience: the geometry of excitability and bursting. – Cambridge: MIT, 2007, 503 p.
- [2] Шалфеев В.Д., Матросов В.В. Нелинейная динамика систем фазовой синхронизации: Монография. – Нижний Новгород: Изд-во Нижегородского госуниверситета, 2013, 366 с.

ОБУЧЕНИЕ С ПОДКРЕПЛЕНИЕМ ЗАДАЧАМ КОГНИТИВНОЙ НЕЙРОНАУКИ РЕКУРРЕНТНОЙ НЕЙРОСЕТИ: СТРУКТУРА И ДИНАМИКА

Р.А. Кононов^{1,2)}, О.В. Масленников^{1,2)}

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ИПФ РАН

Введение

В последнее десятилетие моделирование в вычислительной нейронауке всё чаще опирается на машинное обучение [1, 2, 3, 4]. При этом чаще всего применяются методы обучения с учителем, которые подразумевают настройку весовых коэффициентов на основе минимизации функции ошибок. Для обучения сети методами данного класса необходимо заранее указать пары «входной стимул – выходной отклик».

Методы другого класса – обучения с подкреплением – идеологически ближе к натурным экспериментам. Обучение в них основывается на награде за правильные решения, таким образом, алгоритм обучения с подкреплением ищет правильную стратегию выбора выходных откликов в ответ на входящие стимулы для максимизации накопленной награды (подкрепления).

В данной работе рекуррентная искусственная нейронная сеть с кусочно-линейной функцией активации обучена когнитивной задаче в рамках обучения с подкреплением. Динамика обученной сети исследована с помощью проекций в пространство главных компонент. С помощью кластеризации нейронов по рекуррентным весам выделены ключевые кластеры сети.

Обучение с подкреплением

Термин «подкрепление» происходит из биологических экспериментов по изучению рефлексов, на основе которых постепенно сформировалась теория обучения с подкреплением как самостоятельное направление машинного обучения. Основная идея обучения с подкреплением – это концепция агента, действующего в среде. Под средой подразумевается система, генерирующая набор сенсорных сигналов и сигнал награды для агента, а под агентом – система принятия решений, способная к обучению на основе награды. Конкретный алгоритм обучения, который использовался в данной работе – проксимальное обновление стратегий. Для понимания алгоритма важно указать на общепринятые в обучении с подкреплением обозначения. Текущее состояние среды обозначается s_t , в нашей задаче состояние среды полностью характеризуется сенсорными сигналами, но в общем случае может содержать и скрытые от агента параметры. Действие, которое предпринимает агент в ответ на состояние среды s_t , обозначается как a_t . Награда, полученная агентом от среды за данное действие – r_t .

Стратегия агента обозначается π_θ , где θ – вектор параметров. Стратегия – это функция, задающая вероятность выбора действия a в состоянии s_t .

Оптимизация весов происходит за счёт градиентного спуска по функции потерь следующего вида:

$$L^{actor}(s, a, \theta, \theta_k) = \min \left(\frac{\pi_\theta(a|s)}{\pi_{\theta_k}(a|s)} A^{\pi_{\theta_k}}(s, a), \quad g(\epsilon, A^{\pi_{\theta_k}}(s, a)) \right) \quad (1)$$

$$g(\epsilon, A) = \begin{cases} (1 - \epsilon)A, & A \geq 0 \\ (1 + \epsilon)A, & A < 0 \end{cases} \quad (2)$$

Основную роль в поиске стратегии играет оценка преимущества A , представляющая собой разницу между суммой наград, которые будут получены, если следовать текущей стратегии, и суммой наград, которые будут получены, если следовать предыдущей. Таким образом, если новая стратегия приводит к большим наградам, она закрепляется, а если наоборот – ослабляется.

Для оценки предыдущей стратегии используется нейронная сеть, называемая критиком, а сеть, принимающая решения, называется исполнителем. Функция потерь критика имеет вид,

$$L^{critic} = \sum_t (G_t - V_t)^2, \quad (3)$$

где G_t – сумма наград текущей стратегии, V_t – выход критика.

Взятие минимума в правой части (1) играет роль ограничителя, не позволяющего стратегии измениться слишком кардинально.

Когнитивная задача перцептивного выбора с контекстом

Для рассматриваемой в настоящей работе когнитивной задачи использован прототипный эксперимент [1]. Обезьянам демонстрировали экран с двигающимися точками двух возможных цветов, и учили распознавать, какого цвета точек больше или в какую сторону движется больше точек. При этом обращать внимание они должны были только на один признак, на который указывали специальные сигналы контекста. Эксперимент проводился как на поведенческом, так и параллельно на нейрофизиологическом уровнях.

В данной работе использована упрощённая модель этой задачи. Когнитивному агенту-нейросети предоставляется 7 сенсорных сигналов. Две пары сигналов моделируют стимулы двух разных контекстов. Сумма каждой пары равна 1, а каждый сигнал по отдельности обозначает долю точек определенного цвета или направления. При этом каждую пару стимулов характеризует единый параметр – когерентность, который варьируется от -100 до 100. Абсолютная величина когерентности показывает долю доминирующего цвета или направления в процентах, а знак – какой именно цвет или направление доминирует. Какой именно из двух признаков должен быть обработан в текущем испытании, указывается с помощью соответствующего сигнала контекста, равного 1. Другой сигнал контекста при этом равен нулю. Сигнал фиксации разделяет испытание на отдельные этапы.

Испытание делится на 4 периода:

Период фиксации, в течение которого подаётся только сигнал фиксации, равный 1.

Период стимулов, когда агенту демонстрируются стимулы.

Период задержки, когда агенту вновь демонстрируется только сигнал фиксации.

Период принятия решения, когда обнулением сигнала фиксации от агента ожидается его решение в виде действия. В данной среде у агента есть всего три действия: выбор не сделан, выбор 1 и выбор 2.

Награда агенту выдается в ответ на предпринятое им действие в период принятия решения.

Обучение модели

Вышеописанной задаче обучена искусственная нейронная сеть-исполнитель. Для работы алгоритма необходима вторая сеть-критик. Архитектурно исполнитель и критик совпадают, однако это две отдельные нейронные сети, которые обучаются одновременно.

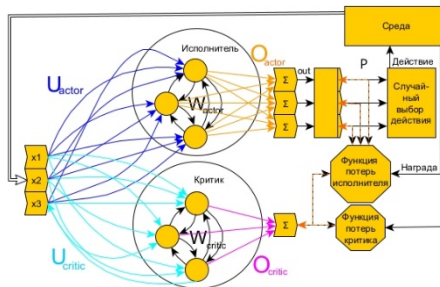


Рис. 1

$$h_t^{actor} = \text{relu}(x_t^{actor} U_{actor}^T + x_{t-1}^{actor} W_{actor}^T); \text{out}_t = h_t^{actor} O_{actor}^T \quad (4)$$

$$h_t^{critic} = \text{relu}(x_t^{critic} U_{critic}^T + x_{t-1}^{critic} W_{critic}^T); V_t = h_t^{critic} O_{critic}^T \quad (5)$$

$x_t \in \mathbb{R}^7, 0 < x_{tj} < 1$ – вектор сенсорных сигналов

$$U_{actor}, U_{critic} \in \mathbb{R}^{50 \times 7} \quad W_{actor}, W_{critic} \in \mathbb{R}^{50 \times 50}$$

$$O_{actor} \in \mathbb{R}^{3 \times 50} \quad \text{out}_t \in \mathbb{R}^3; \quad O_{critic} \in \mathbb{R}^{1 \times 50} \quad V_t \in \mathbb{R}^1$$

Выходы исполнителя интерпретируются как ненормированные логарифмические вероятности и после нормировки вида

$$P_j = \text{out}_j - \ln \sum_{j=0}^3 e^{\text{out}_j}; \quad \sum_{j=0}^3 e^{P_j} = 1 \quad (7)$$

представляют вероятностное распределение, из которого случайно выбирается действие агента. Таким образом в систему вносится элемент случайности, характерной для обучения с подкреплением.

Выход критика – это ценность состояния среды.

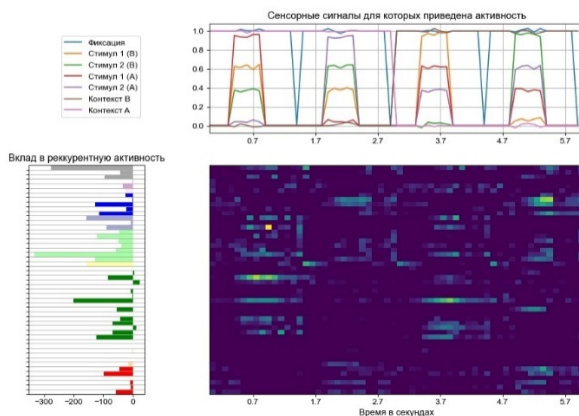


Рис. 2

Для анализа структуры и активности, лежащей в основе функционирования сети, нейроны были кластеризованы по исходящим рекуррентным весам с помощью агломеративного алгоритма. Среди выделенных кластеров обнаружено три ключевых. Отключение любого из них приводит к нарушению индуцированной стимулом динамики, а сеть только из этих кластеров динамику сохраняет. Установлена роль кластеров в формировании выходов сети: два отвечают за различные контексты, а третий – за обработку сигнала фиксации.

На рис. 2 отображена активность нейронов сети в течение нескольких испытаний. На диаграмме слева показана активность нейрона, умноженная на его выходные рекуррентные веса. Столбцы матрицы отсортированы так, чтобы сгруппировать нейроны в кластеры, выделенные указанным выше способом. Обнаружена селективная активность нейронов относительно периода испытания и доминирующего стимула.

Обученная с помощью методов с подкреплением искусственная нейронная сеть демонстрирует целевую функцию преобразования входов в выходы, схожую с поведенческой активностью в натуральных экспериментах. С помощью кластеризации по рекуррентным весам выделены кластеры нейронов, отвечающие различным аспектам функциональной активности сети.

- [1] Mante V., Sussillo D., Shenoy K. // Nature. 2013. Vol. 503. P. 78.
- [2] Pugavko M.M., Maslennikov O.V., Nekorkin V.I. // Scientific Reports. 2023. Vol. 13. P. 3997.
- [3] Масленников О.В., Пуговко М.М., Щапин Д.С., Некоркин В.И. // УФН. 2022. Т. 192. С. 1089.
- [4] Song H.F., Yang G.R., Wang X.J. // Elife. 2017. Vol. 6. P. e21492.

ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛЬНАЯ АКТИВНОСТЬ В АНСАМБЛЕ ВОЗБУДИМЫХ НЕЙРОНОВ

А.Г. Коротков, С.Ю. Загрербин, Г.В. Осипов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В работе предложено четыре динамических системы, базирующиеся на обобщённой модели Лотки-Вольтерры из трёх возбудимых элементов, взаимодействующих через возбуждающие связи. Показано, что при некоторых значениях параметров связей в фазовом пространстве систем существуют гетероклинические контуры, содержащие три или шесть седловых состояний равновесия и связывающие их сепаратрисы. При определенных внешних воздействиях, перебрасывающих систему из устойчивого нулевого состояния равновесия в малую окрестность гетероклинического контура, фазовая траектория будет поочередно посещать окрестности седловых состояний равновесия (возможно, не единожды), после чего вернётся в исходное состояние. Описанное поведение предлагается использовать для моделирования переключательной активности в нейронных ансамблях. Различные переходные процессы определяются различными внешними воздействиями. Прохождение фазовой точки системы вблизи седловых состояний равновесия, входящих в гетероклинический контур, предлагается интерпретировать как активацию соответствующего элемента.

Модель ансамбля первого типа

Каждый элемент ансамбля будем моделировать уравнением

$$\dot{\rho} = \rho(\rho - 1), \quad (1)$$

где ρ – уровень активности элемента.

Эта система имеет два состояния равновесия: $\rho = 0$ – устойчивое и $\rho = 1$ – неустойчивое.

Ансамбль из трёх возбуждающе связанных элементов моделируется системой

$$\begin{cases} \dot{\rho}_1 = \rho_1(\rho_1 - 1 + \alpha\rho_2 + \beta\rho_3) \\ \dot{\rho}_2 = \rho_2(\rho_2 - 1 + \alpha\rho_3 + \beta\rho_1), \\ \dot{\rho}_3 = \rho_3(\rho_3 - 1 + \alpha\rho_1 + \beta\rho_2) \end{cases} \quad (2)$$

где α и β – коэффициенты, задающие силы связей между элементами. Для этой и последующих систем примем следующие ограничения на параметры: $0 < \alpha < 1 < \beta$.

На инвариантной плоскости $\rho_3 = 0$ система (2) принимает вид:

$$\begin{cases} \dot{\rho}_1 = \rho_1(\rho_1 - 1 + \alpha\rho_2) \\ \dot{\rho}_2 = \rho_2(\rho_2 - 1 + \beta\rho_1) \end{cases} \quad (3)$$

В фазовом пространстве системы (3) – плоскости (ρ_1, ρ_2) – существует входящая сепаратриса седла, соединяющая седловое состояние равновесия $(0, 1)$ с неустойчивым узлом $(1, 0)$.

Из-за симметрии в системе (2) на двух других инвариантных плоскостях ($\rho_{1,2} = 0$) также будут существовать аналогичные траектории.

Наличие в инвариантных плоскостях $\rho_i = 0$ траекторий, соединяющих неустойчивое (в соответствующей инвариантной плоскости) и седловое состояния равновесия,

приводит к тому, что в фазовом пространстве трёхмерной системы (2) существует гетероклинический цикл между седловыми состояниями равновесия с одномерным устойчивым многообразием, показанный на рисунке 1(a). На этом и последующих рисунках используются следующие обозначения: зелёным точкам соответствуют устойчивые состояния равновесия, красным – вполне неустойчивые, синим – седловые; зелёным линиям – устойчивые сепаратрисы седел, красным – неустойчивые.

На рисунке 1 (b) приведены временные реализации. Из рисунка видно, что имеет место последовательная активность элементов ансамбля.

Описанное поведение траекторий, как показано в работах [1], [2], [3], позволяет моделировать переключательную активность (беспобедительную конкуренцию) между различными модами мозга.

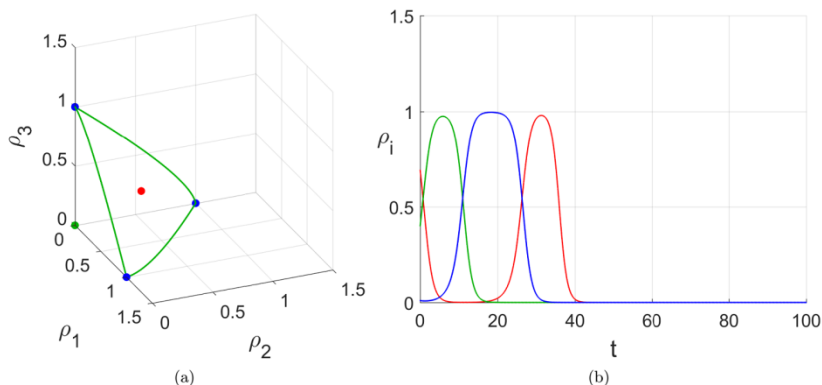


Рис. 1

Модель ансамбля второго типа

Каждый элемент ансамбля будем моделировать уравнением

$$\dot{\rho} = \rho(\gamma - \rho)(\rho - 1),$$

где параметр $\gamma > 0$.

Ансамбль из трёх возбуждающе связанных элементов моделируется системой

$$\begin{cases} \dot{\rho}_1 = \rho_1(\gamma - \rho_1)(\rho_1 - 1 + \alpha\rho_2 + \beta\rho_3) \\ \dot{\rho}_2 = \rho_2(\gamma - \rho_2)(\rho_2 - 1 + \alpha\rho_3 + \beta\rho_1) \\ \dot{\rho}_3 = \rho_3(\gamma - \rho_3)(\rho_3 - 1 + \alpha\rho_1 + \beta\rho_2) \end{cases} \quad (4)$$

Описанная для первой модели последовательная активация элементов также наблюдается и в модели (4). На рисунке 2(a) показан гетероклинический цикл (выделен зеленым цветом), состоящий из шести седловых состояний равновесия. На рисунке 2(b) приведены временные реализации переключательной активности.

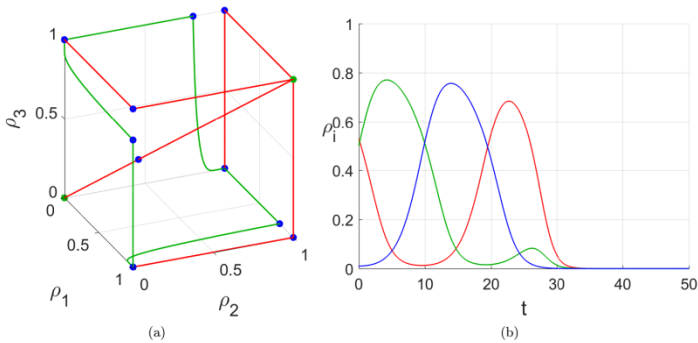


Рис. 2

Модель ансамбля третьего типа

Каждый элемент ансамбля будем моделировать уравнением

$$\dot{\rho} = \rho(\gamma - 2\rho + \rho^2)(\rho - 1).$$

Ансамбль из трёх возбуждающе связанных элементов моделируется системой

$$\begin{cases} \dot{\rho}_1 = \rho_1(\gamma - 2\rho_1 + \rho_1^2)(\rho_1 - 1 + \alpha\rho_2 + \beta\rho_3) \\ \dot{\rho}_2 = \rho_2(\gamma - 2\rho_2 + \rho_2^2)(\rho_2 - 1 + \alpha\rho_3 + \beta\rho_1) \\ \dot{\rho}_3 = \rho_3(\gamma - 2\rho_3 + \rho_3^2)(\rho_3 - 1 + \alpha\rho_1 + \beta\rho_2) \end{cases} \quad (5)$$

Модель (5) также демонстрирует поведение, наблюдаемое в системах (2) и (4). На рисунке 3 приведены соответствующие временные реализации.

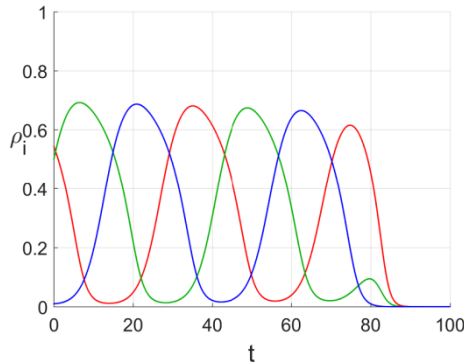


Рис. 3

Модель ансамбля четвёртого типа

Каждый элемент ансамбля будем моделировать уравнением

$$\dot{\rho} = \rho(-\rho^2 + 2\rho - \gamma).$$

Ансамбль из трёх возбуждающе связанных элементов моделируется системой

$$\begin{cases} \dot{\rho}_1 = \rho_1(-\rho_1^2 + 2\rho_1 - \gamma + \alpha\rho_2 + \beta\rho_3) \\ \dot{\rho}_2 = \rho_2(-\rho_2^2 + 2\rho_2 - \gamma + \alpha\rho_3 + \beta\rho_1) \\ \dot{\rho}_3 = \rho_3(-\rho_3^2 + 2\rho_3 - \gamma + \alpha\rho_1 + \beta\rho_2) \end{cases} \quad (6)$$

В модели (6) также присутствует поведение, наблюдаемое в ранее описанных системах.

Заключение

В работе

- Предложено 4 модели нейронных ансамблей, задаваемых обобщённой моделью Лотки-Вольтерры. Ансамбли состоят из возбудимых элементов, связанных возбуждающими связями.
- Показано существование в фазовом пространстве моделей гетероклинических контуров. Наличие в фазовом пространстве гетероклинического контура позволяет моделировать эффект беспобедительной конкуренции между модами – последовательное непериодическое переключение активности ансамбля между отдельными нейронами или группами нейронов.
- В предложенных моделях гетероклинические контуры не являются устойчивыми, что приводит к полному затуханию активности ансамбля через некоторое время. Работа поддержана Минобрнауки РФ, Соглашение FSWR-2020-0036.

- [1] Рабинович М. И., Мюезинолу М. К. // Успехи физических наук. 2010. Т. 180, № 4. С. 371.
- [2] Rabinovich M., Tristan I., Varona P. // PloS one. 2013. Vol. 8, No. 5. P. e64406.
- [3] Rabinovich M. I. et al. // Reviews of modern physics. 2006. Vol. 78, No. 4. P. 1213.

МОДЕЛИРОВАНИЕ СЕТИ НЕЙРОПОДОБНЫХ ГЕНЕРАТОРОВ С КРАТКОВРЕМЕННОЙ ПЛАСТИЧНОСТЬЮ

Н.С. Ковалева, М.А. Мищенко, В.В. Матросов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Исследование механизмов формирования колебательно-волновых процессов в нейронных сетях мозга является на сегодняшний день одной из наиболее интересных и актуальных задач. В данной работе исследуются условия возникновения коллективных динамических эффектов в сети нейроподобных генераторов с кратковременной пластичностью: синхронизации, конкуренции, эффектов рабочей памяти сети.

Рабочая память – это ограниченная по емкости часть памяти человека, которая сочетает в себе временное хранение и манипулирование информацией. В парадигме с отсроченным ответом, кратко представляемый стимул должен сохраняться в течение нескольких секунд до выполнения задачи. В течение этого периода наблюдается усиленная активность нейронов, которая считается нейрональным коррелятом рабочей памяти. Предполагается, что образ поддерживается рабочей памятью за счет кратковременного усиления связей внутри нейронной сети, активированной стимулом. Усиление связей вызвано повышенным уровнем остаточного кальция в пресинаптических терминалях нейронов, которые кодируют этот элемент [1].

Сеть состоит из N_E возбуждающих и N_I тормозных нейроподобных генераторов на основе системы ФАПЧ [2]. Динамика одиночного элемента сети описывается системой уравнений (1):

$$\begin{aligned} \frac{d\varphi_i}{d\tau} &= y_i \\ \frac{dy_i}{d\tau} &= z_i \\ \varepsilon_1 \varepsilon_2 \frac{dz_i}{d\tau} &= \gamma_i - (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)z_i - (1 + \varepsilon_1 \cos\varphi_i)y_i + I_i^{(rec)}(\tau) + I_i^{(ext)}(\tau), \end{aligned} \quad (1)$$

где $i = 1, N_E + N_I$ – номер нейрона, φ – текущая разность фаз опорного и подстраиваемого генераторов, y – текущая разность частот, γ – начальная частотная расстройка, I_{ext} – внешнее воздействие, ε_1 и ε_2 – параметры инерционности фильтров. Применительно к описанию динамики нейрона: y – переменная мембранного потенциала, ε_1 и ε_2 – параметры, позволяющие задавать динамический режим, I_{ext} – переменная внешнего тока. Все элементы сети находятся в возбудимом режиме, т.е. $\gamma_i = 0$.

Рекуррентный ток $I_i^{(rec)}(\tau)$ – сумма постсинаптического тока от всех других нейронов, связанных с нейроном i :

$$I_i^{(rec)}(\tau) = \sum_j \widehat{J}_{ij}(\tau) \sum_k \delta(\tau - \tau_k^{(j)}), \quad (2)$$

где $\widehat{J}_{ij}(\tau)$ – мгновенная эффективность синапса, соединяющего нейрон j с нейроном i , τ_k – все времена импульсов (j) пресинаптического нейрона j .

Мгновенная эффективность синапса для возбуждающих нейронов:

$$\widehat{J}_{ij}(\tau) = J_{ij} I_{ij}^{syn} u_j(\tau) x_j(\tau), \quad (3)$$

где J_{ij} – абсолютная синаптическая эффективность связи, I_{ij}^{syn} – функция связи, u и x – параметры синаптической пластичности. Для остальных нейронных связей – $\widehat{J}_{ij} = J_{ij}I_{ij}^{syn}$.

Функция связи:

$$\sum_j I_{ij}^{syn} = \sum_j \frac{(-y_i + 0.3)}{1 + e^{-\frac{(y_j - \theta_{syn})}{k_{syn}}}}, \quad (4)$$

где θ_{syn} – порог активации, K_{syn} – крутизна активационной функции, аналогична нелинейной функции связи, описывающей кинетику химического синапса, представленной в работе [3].

Уравнения синаптической пластичности:

$$\begin{aligned} \dot{u}_j(\tau) &= \frac{U - u_j(\tau)}{\tau_F} + U[1 - u_j(\tau)]\sum_k \delta(\tau - \tau_k^{(j)}), \\ \dot{x}_j(\tau) &= \frac{U - x_j(\tau)}{\tau_D} + u_j(\tau)x_j(\tau)\sum_k \delta(\tau - \tau_k^{(j)}), \end{aligned} \quad (5)$$

где u – синаптическая эффективность, x – синаптический ресурс, τ_F – время восстановления уровня кальция, τ_D – время восстановления нейротрансмиттеров.

Проведено математическое моделирование динамики сети, состоящей из 170 нейронов. Сеть содержит 4 кластера, в каждом из которых содержится 25 возбуждающих нейронов (1-100 нейроны), 20% сети – тормозные нейроны (137-170 нейроны), связанные с возбуждающими неструктурированным образом, остальные элементы сети – возбуждающие нейроны, не входящие в кластеры, вероятность установления синаптического контакта – 60%. На рис. 1 показана динамика сети в зависимости от времени, где каждая точка обозначает возникновение спайка на определенном нейроне. Для каждого кластера синим цветом изображены графики изменения средних значений синаптической эффективности u в кластерах, красным – изменения средних значений синаптического ресурса x в кластерах. В качестве внешних токов используется модуль гауссова белого шума:

$$I_i^{(ext)}(\tau) = \mu_{ext} + \sigma_{ext}\eta_i(\tau) \quad (6)$$

при $\langle \eta_i(\tau) \rangle = 0$, $\langle \eta_i(\tau)\eta_j(\tau') \rangle = \delta_{ij}\delta(\tau - \tau')$, так что μ_{ext} и σ_{ext}^2 являются соответственно средним значением и дисперсией внешних токов.

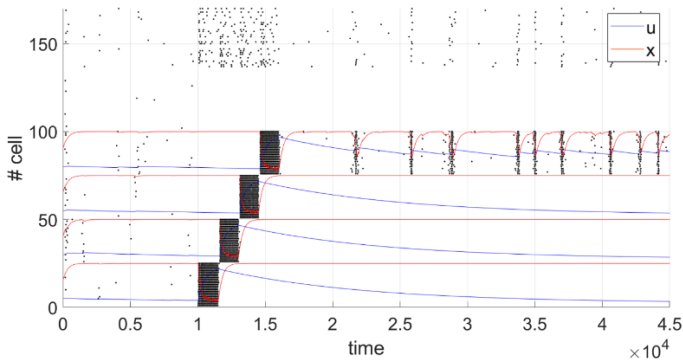


Рис. 1

Сначала происходит спонтанная активность в сети. Начиная с некоторого времени на каждый кластер последовательно воздействует внешний стимул с амплитудой 0.062. За счет кратковременной пластичности после последовательной стимуляции кластеров в последнем из них наблюдается синхронная активность нейронов или воспроизведение загруженного образа сетью.

Аналогично, на рис. 2 показана динамика сети, когда активация сети происходит за счет импульсного внешнего воздействия I_{ext} в случайные моменты времени τ_{st} с заданными минимальным средним периодом T_{min} и амплитудой A . Т.е. внешние токи описываются уравнением (7):

$$I_i^{(ext)}(\tau) = \begin{cases} A, & \tau_{st} < \tau < \tau_{st} + d\tau_{st} \\ 0, & \text{в остальное время} \end{cases} \quad (7)$$

Одномоментно воздействие поступает на 20% случайно выбранных нейронов сети.

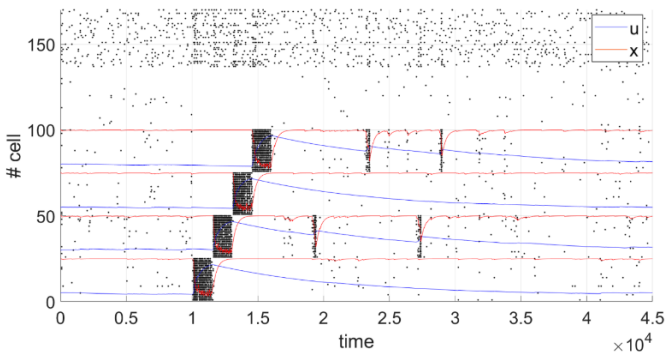


Рис. 2

После последовательной стимуляции кластеров за счет кратковременного усиления связей наблюдается синхронная активность некоторых кластеров, или воспроизведение

образов сетью. Тормозные нейроны связаны с возбуждающими кластерами неструктурированным образом, что приводит к конкуренции между различными хранимыми элементами, которые кодируются кластерами. Отмечено, баланс сил связей и силы внешнего воздействия важен для воспроизведения эффектов рабочей памяти, а баланс возбуждения и торможения сети имеет решающее значение для формирования синхронной активности кластеров.

Таким образом показано, что сеть нейроподобных генераторов на основе системы ФАПЧ с кратковременной пластичностью воспроизводит известные для других моделей нейронов сетевые эффекты: синхронизация, конкуренция, эффекты рабочей памяти.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект № FSWR-2023-003).

- [1] Mongillo G., Barak O., Tsodyks M. // *Science*. 2008. Vol. 319, No. 5869. P. 1543.
- [2] Мищенко М.А., Шалфеев В.Д., Матросов В.В. // *Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика*. 2012. Т. 20, № 4. С. 122.
- [3] Simonov A.Y., Gordleeva S.Y., Pisarchik A.N., Kazantsev V.B. // *JETP Letters*. 2013. Vol. 98, No. 5869. P. 632.

ДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПРИНЯТИЯ РЕШЕНИЙ ПОТРЕБИТЕЛЯМИ В СЕТИ С РАЗЛИЧНЫМИ ТОПОЛОГИЯМИ

М.А. Мищенко, В.В. Матросов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Поведение ансамблей и сетей связанных активных элементов или осцилляторов долгое время находится в центре внимания исследователей динамики сложных систем [1, 2]. Динамика современных технических, биологических, социоэкономических систем и процессов обладает исключительной сложностью. Изучение динамики развития сложных систем и их понимание в значительной степени опирается на наличие в них двух характерных процессов нелинейной динамики – конкуренции и синхронизации. Именно эти процессы, по-видимому, станут своеобразным ключом к пониманию динамики сложных, в частности, социоэкономических систем [3].

Изучению колебательных экономических и социальных явлений посвящено огромное число публикаций [4]. Анализ формирования общественных мнений в социальных системах также относится к этому классу проблем [5, 6].

Рассмотрена динамическая модель, которая может быть использована для описания поведения множества потребителей на рынке. Для моделирования потребителей мы будем использовать идеи теории систем автоматического регулирования [7], где отдельные лица могут регулировать некоторую переменную, отражающую их «мнение», к некоторому эталону или информации, которую они получают.

Модель одиночного потребителя

Рассмотрим простую модель, характеризующуюся только одной переменной, а именно ценой товара, которая может быть различной для каждого потребителя и отличной от среднерыночной цены. Принимая решение о покупке, потребители сравнивают рыночную цену с той, которую они считают «разумной» ценой в своем понимании. Эта так называемая «справедливая» цена формируется с учетом собственного опыта, информации, исходящей из мнений других потребителей, а также с учетом рыночной цены. Модель описывается следующим дифференциальным уравнением первого порядка:

$$\frac{dX}{dt} + X + \Phi(X) = \gamma, \quad (1)$$

где X – безразмерное отклонение справедливой цены от рыночной, γ – безразмерное начальное отклонение справедливой цены от рыночной, $\Phi(X) = \beta X / (1 + |\beta X|)$ – нелинейная характеристика дискриминатора.

В динамической системе (1) имеется только одно устойчивое состояние равновесия с координатой X^* (рис. 1). Рисунок 2 иллюстрирует зависимость $X^*(\gamma)$, конечное состояние мнения о справедливой цене в зависимости от исходного мнения. Во всех случаях $|X^*| \leq |\gamma|$. Таким образом, модель (1) демонстрирует очень простую динамику, и такое поведение выглядит естественным. Если первоначальная оценка отклонения цены потребителем равна $\gamma > 0$, то после сравнения начальной и рыночной цены

полученная оценка разницы между рыночной ценой и справедливой ценой потребителя становится равной $0 < X^* < \gamma$.

Естественно будет считать, что, если окончательное мнение потребителя является положительным ($X^* > 0$), то потребитель принимает решение «купить» (рис. 2). И напротив, если исходная оценка показывает, что рыночная цена выше, чем та, которую потребитель считает «справедливой» ($\gamma < 0$), полученное мнение становится $X^* < 0$ и $|X^*| < |\gamma|$. В этом случае будем считать, что окончательное мнение потребителя является отрицательным, то есть он принимает решение «не покупать» (рис. 2).

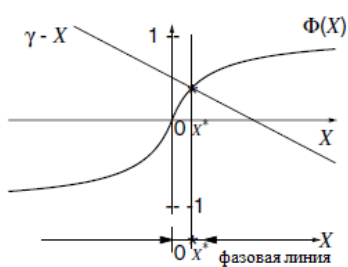


Рис. 1

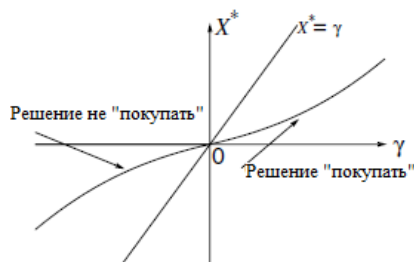


Рис. 2

Модель взаимодействующих потребителей

Поскольку потребители взаимодействуют путем обмена мнениями, мы можем рассмотреть возможность их связывания через управляющие сигналы. Для упрощения анализа предположим, что нелинейности дискриминаторов идентичны. Уравнения для взаимодействующих потребителей могут быть записаны в виде системы уравнений (2).

$$\frac{dX_i}{d\tau} + X_i + \Phi(X_i) = \gamma_i + \sum_{j=1}^N \alpha_{ij} \Phi(X_j), \quad (2)$$

где X_i – безразмерное отклонение справедливой цены от рыночной для i -го потребителя, γ_i – безразмерное начальное отклонение справедливой цены от рыночной для i -го потребителя, α_{ij} – сила связи между потребителями j и i . Положительное значение силы связи может быть интерпретировано как кооперативный тип связи, когда потребители, вероятнее, поступят так же, как и их соседи. И, напротив, отрицательные значения для силы связи будут представлять «антагонистический» тип взаимодействия, когда соседи не доверяют мнению друг друга или хотят сделать свой, отличный от большинства выбор.

Динамика сети взаимодействующих потребителей с различными топологиями связей

Изучена динамика сети потребителей с различными архитектурами связей на примере топологий «малый мир» [8] и масштабно-инвариантной [9]. Рассмотрим динамику сети (2) при $N=400$. Выберем все $\gamma_i = 0.3$, кроме одного возмущенного узла $\gamma_{199} = -0.3$. Силу связи между элементами будем считать одинаковой $\alpha_{ij} = \alpha$.

В случае локального взаимодействия (связей только с ближайшими соседями) при кооперативной связи ($\alpha > 0$) сеть приходит к однородному распределению, все X_i принимают положительные одинаковые значения с небольшим влиянием возмущенного элемента. При антагонистической связи ($\alpha < 0$) характерно появление «шахматного» паттерна, когда соседние элементы имеют противоположные знаки.

Изучим влияние нелокальных связей на установление стационарных режимов. В случае топологии связей «малый мир» с увеличением числа связей с ближайшими соседями в случае антагонистического взаимодействия обнаружено формирование кластеров – групп элементов сети, имеющих близкие значения состояния X . При этом между кластерами наблюдается «шахматный» паттерн (рис. 3).

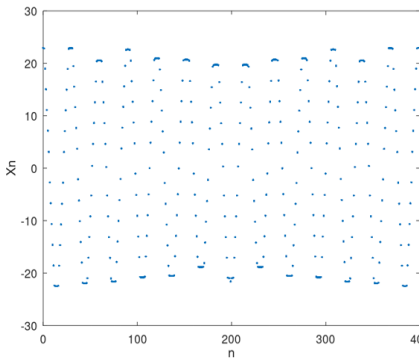


Рис. 3

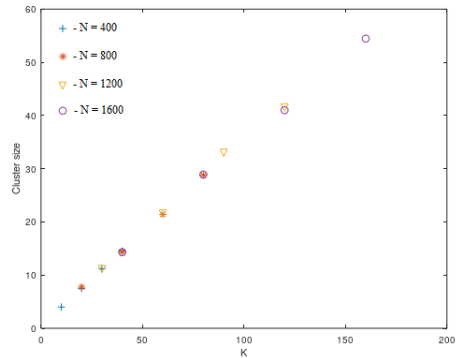


Рис. 4

Обнаружено, что размер кластера не зависит от размеров сети, а определяется числом локальных связей с ближайшими соседями k (рис. 4).

В случае масштабно-инвариантной топологии связей характерно появление хабов – узлов с большим числом связей. Если хаб имеет начальное значение $\gamma_h = -0.3$, в то время как все остальные элементы сети $\gamma_i = 0.3$, то исследуется влияние одного потребителя с большим количеством взаимодействий на динамику сети. В случае кооперативных связей сеть приходит к неравномерному, но знакоположительному состоянию, т.е. сеть подавляет возмущенное состояние хаба. При антагонистическом взаимодействии формируется знакопеременное распределение близкое к случайному.

При увеличении силы связи, с которой хаб воздействует на остальные узлы, характер динамики модели изменится. При кооперативной связи хаб «перетягивает» в

отрицательную область те узлы, связанные с ним напрямую, которые дополнительно имеют степень вершины близкую к средней для сети (рис. 5). В случае, если возмущенное состояние имеет не хаб, а элемент со средним значением числа связей, формирование подобной группы не происходит и сеть приходит к знакооднородному состоянию.

Заключение

В численном моделировании динамики сети потребителей с различными топологиями связей изучены основные закономерности формирования режимов коллективной динамики. При кооперативной связи происходит сглаживание различий между соседними элементами сети и сеть приходит к однородному распределению с небольшим влиянием возмущенного элемента. Для антагонистических связей характерно появление «шахматного» паттерна, когда соседние элементы сети имеют противоположные состояния. С добавлением симметричных связей к дальним соседям можно наблюдать «шахматный» паттерн не просто между соседями, а между кластерами элементов. При увеличении силы влияния хаба на остальные узлы в масштабной инвариантной сети можно наблюдать появление отрицательных кластеров из узлов, напрямую связанных с хабом кооперативными связями.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект № FSWR-2023-0031).

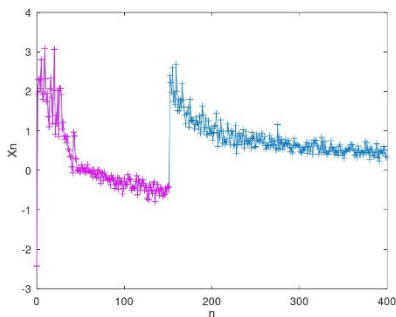


Рис. 5

- [1] Boccaletti S., Latora V., Moreno Y., Chavez M., Hwang D.U. // Phys. Rep. 2006. Vol. 424, No. 4-5. P. 175.
- [2] Arenas A., Diaz-Guilera A., Kurths J., Moreno Y., Zhou C. // Phys. Rep. 2008. Vol. 469, No. 3. P. 93.
- [3] Мотова М.И., Шалфеев В.Д. // Известия вузов. ПНД. 2014. Т. 22, № 1. С. 93.
- [4] Jusup M., Holme P., Kanazawa K., Takayasu M., Romic I., Wang Z., Gecek S., Lipic T., Podobnik B., Wang L., Luo W., Klanjscek T., Fan J., Boccaletti S., Perc, M. // Phys. Rep. 2022. Vol. 948. P. 1.
- [5] McCullen N.J., Ivanchenko M.V., Shalfeev V.D., Gale W.F. // Int. J. Bifurcation and Chaos. 2011. Vol. 21, No. 9. P. 2467.
- [6] Матросов В.В., Шалфеев В.Д. // Известия вузов. ПНД. 2021. Т. 29, № 4. С. 515.
- [7] Матросов В.В., Шалфеев В.Д. Нелинейная динамика систем фазовой синхронизации. – Нижний Новгород: Изд-во Нижегородского госуниверситета, 2013, 366 с.
- [8] Watts D.J., Strogatz S.H. // Nature. 1998. Vol. 393, No. 6684. P. 440.
- [9] Barabasi A.L., Albert R. // Science. 1999. Vol. 286, No. 5439. P. 509.

СИНХРОНИЗАЦИЯ АНСАМБЛЯ ЭЛЕМЕНТОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ТОРМОЗЯЩЕЙ СВЯЗИ НА МОДЕЛИ ФИТЦХЬЮ-НАГУМО

Е.М. Варварин, Г.В. Осипов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Коллективная динамика систем различной природы, формирование различных структур и их эволюция в системах связанных автоколебательных систем представляет собой одно из ключевых направлений в нелинейной динамике. В данной работе рассматривается синхронизация ансамбля тормозно глобально связанных нейронов.

Модель

В качестве модели отдельного нейрона была использована феноменологическая модель Бонхёффера-Ван дер Поля, воспроизводящая периодическую генерацию потенциалов действия при воздействии постоянного внешнего стимула:

$$\begin{cases} \tau_1 \frac{dx_i(t)}{dt} = x_i(t) - \frac{x_i^3(t)}{3} - y_i(t) - z_i(t)(x_i(t) - v^{inh}) + S_i \\ \frac{dy_i(t)}{dt} = x_i(t) - by_i(t) + a \\ \tau_2 \frac{dz_i(t)}{dt} = \sum_j (g_{ij}^{inh} F(x_j)) - z_i \end{cases}, \quad (1)$$

где i – номер нейрона, x_i переменная, описывающая динамику мембранного потенциала, y_i – совокупность действия ионных токов. z_i – переменная, отвечающая за синаптическую тормозящую связь между нейронами. S_i – параметр в модели, отвечающий за внешний стимул, прикладываемый к нейрону. v^{inh} – потенциал реверсии тормозных синапсов. g^{inh} матрица коэффициентов, определяющих силу и топологию тормозных связей в ансамбле. $F(x_i)$ – функция Хевисайда. Значения параметров, неизменных во всех численных экспериментах: $a = 0.7$, $b = 0.8$, $\tau_1 = 0.08$, $\tau_2 = 3.1$, $v^{inh} = -1.5$, $S_i = 0.45$.

При отсутствии связей все нейроны находятся в автоколебательном режиме. Введем в рассмотрение фазу j -го нейрона. На k -м максимуме, она вычисляется следующим образом:

$$\varphi_j = 2\pi \frac{\Delta t_j}{T}, \quad (2)$$

где T – период – разница между временем k -го и $(k - 1)$ -го максимумов. Δt_j – разница между k -м максимумом первого нейрона и k -м максимумом j -го нейрона, как показано на осциллограмме на рисунке 1.

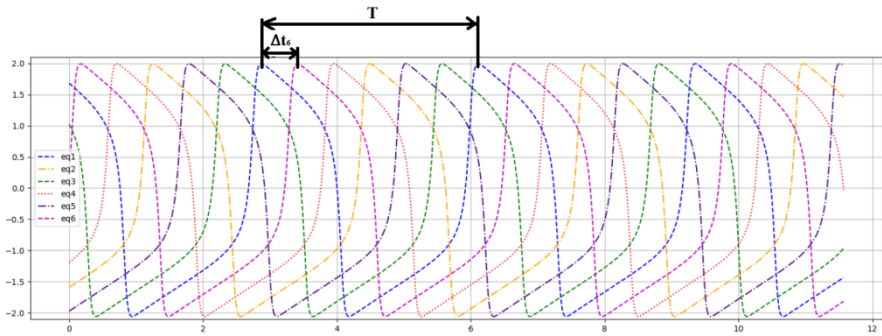


Рис. 1

Для оценки взаимной синхронизации нейронов были использованы параметры порядка R_1 и R_2 . Они вычисляются по формуле:

$$R_1 = \frac{1}{N} \left| 1 + \sum_{j=2}^N e^{i2\pi \frac{\Delta t_j}{T}} \right|, R_2 = \frac{1}{N} \left| 1 + \sum_{j=2}^N e^{i4\pi \frac{\Delta t_j}{T}} \right|. \quad (3)$$

Численные эксперименты

В зависимости от числа элементов, от значения параметра связи G_{inh} , а также от начальных условий система может показывать различную динамику и разные режимы синхронизации. При одном значении силы связи и одинаковом числе элементов в системе, в зависимости от начальных условий, реализуются различные синхронные режимы, то есть в системе имеет место мультистабильность на большей части прямой значений параметра связи.

Проведя протяжку по исследуемому параметру для четного числа элементов (в примере ниже показаны результаты для 8 элементов) получим режимы, представленные на рисунках 2 и 3:

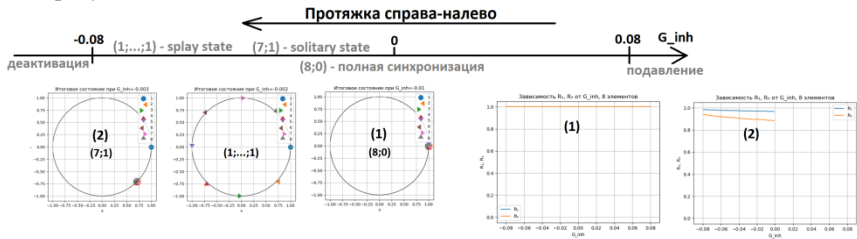


Рис. 2

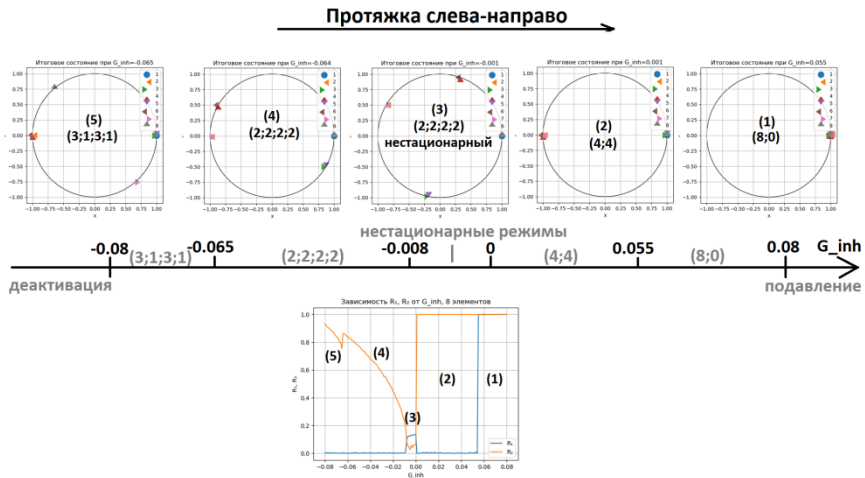


Рис. 3

На рисунках 2 и 3 представлены интервалы различных режимов системы на прямой параметра G_{inh} при протяжке по параметру справа-налево (рис. 2) и слева-направо (рис. 3). Над прямой значений параметра G_{inh} представлены графики различных режимов системы при конкретных значениях параметра (на единичной окружности). Снизу на рисунке 3 и справа на рисунке 2 представлены графики зависимости параметров порядка R_1 и R_2 от параметра связи.

Полученные режимы:

- Синфазный режим (режим полной синхронизации);
- Противофазный режим (4;4) - в общем случае $(\frac{N}{2}, \frac{N}{2})$;
- Режим (3;1;3;1) - в общем случае $(\frac{N}{2} - 1; 1; \frac{N}{2} - 1; 1)$;
- Режим (2;2;2;2) - в общем случае $(\frac{N}{2} - 2; 2; \frac{N}{2} - 2; 2)$;
- Режим splay state;
- Нестационарные режимы;
- Режим solitary state $(N-1; 1)$;
- Подавление некоторых нейронов;
- Деактивация всех нейронов.

При нечетном числе элементов (ниже представлен результат для 7 элементов) разбиение по прямой параметра связи выглядит следующим образом:

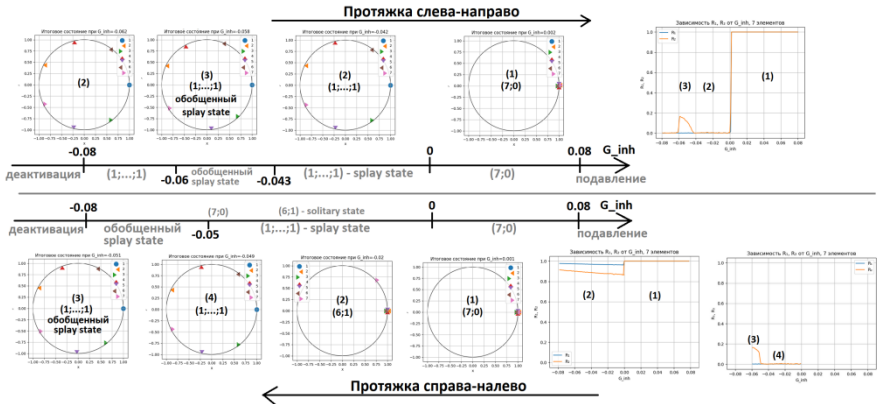


Рис. 4

Полученные для нечетного числа элементов режимы:

- Синфазный режим (режим полной синхронизации);
- Режим splay state (полный при $R_2 = 0$ и обобщенный при $R_2 \neq 0$);
- Режим solitary state ($N-1$; 1);
- Подавление некоторых нейронов;
- Деактивация всех нейронов.

Выводы

Таким образом показано, что в ансамбле глобально тормозно симметрично связанных систем ФитцХью-Нагумо при четном и нечетном числе элементов при определенных начальных условиях при слабой силе связи реализуются режимы: полной синфазной синхронизации, уединенное состояние, режим splay state, различные структуры с нулевым первым параметром порядка и ненулевым вторым параметром порядка, противофазная синхронизация (четное число элементов), мультистабильность, нестационарные структуры. При сильной связи происходят эффекты частичного и полного вымирания колебаний.

Работа поддержана Минобрнауки РФ, Соглашение FSWR-2020-0036.

[1] Рабинович М. И., Мюезинолу М. К. // Успехи физических наук. 2010. Т. 180, № 4. С. 371.
 [2] Rabinovich M., Tristan I., Varona P. // PloS one. 2013. Vol. 8, No. 5. P. e64406.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗБУДИМОСТИ ЭЛЕКТРОННОГО НЕЙРОПОДОБНОГО ГЕНЕРАТОРА

Д.В. Чиндарев, Д.И. Большаков, М.А. Мищенко

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В современной междисциплинарной науке одним из наиболее актуальных направлений является изучение принципов работы мозга. Помимо фундаментального характера исследований данное направление имеет выраженную практическую значимость в области разработки интеллектуальных устройств, воспроизводящих принципы обработки информации мозгом. Построение электронных моделей нейронов – быстро развивающаяся область физической электроники.

Целью данной работы является экспериментальное исследование возбуждения колебаний в электронном нейроподобном генераторе.

Описание модели

Ранее в работе [1] была предложена экспериментальная реализация нейроподобного генератора на основе системы фазовой автоподстройки частоты с полосовым фильтром. Данная модель способна генерировать в режимах, характерных для нейронов мозга, в том числе производить одиночные импульсы и пачки импульсов (берсты) – как регулярные, так и хаотические, а также функционировать в возбудимом (неколебательном) режиме, отвечая на внешние воздействия, что характерно для подавляющего большинства нейронов мозга.

Динамика рассматриваемой модели описывается следующей системой дифференциальных уравнений, определенной в цилиндрическом фазовом пространстве:

$$\frac{d\varphi}{d\tau} = y, \frac{dy}{d\tau} = z, \quad (1)$$

$$\varepsilon_1 \varepsilon_2 \frac{dz}{d\tau} = \gamma - (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)z - (1 + \varepsilon_1 \cos \varphi + S \varepsilon_1 \cos \varphi)y - S \sin \varphi,$$

где переменная φ – текущая разность фаз подстраиваемого и опорного генераторов, γ – начальная частотная расстройка, ε_1 и ε_2 – параметры инерционности фильтров, переменную y можно интерпретировать как описывающую изменение мембранного потенциала. S – функция состояния триггера Шмитта, принимающая значения 0 и 1.

Функциональная схема полученной цепи представлена на рисунке 1. Схема включает в себя опорный генератор (referent generator, RG), фазовый дискриминатор (phase detector, PD) и генератор, управляемый напряжением (voltage-controlled oscillator, VCO). Элементы DA1, DA2, DA3, F1 и F2 являются элементами исходного полосового фильтра, элементы DA4 и TR1 являются элементами цепи слежения за состоянием системы, а элемент SA1 – электронный ключ, управляемый цепью слежения. Данная цепь работает следующим образом: в случае $\gamma > 0$, на вход цепи слежения с выхода интегрирующего звена полосового фильтра поступает сигнал ниже порогового значения, в результате чего она генерирует сигнал логического «0», поступающий в последствии на управляющий вход электронного ключа, ключ, в таком случае, остается разомкнутым

и сигнал проходит по цепи полосового фильтра, тем самым показывая автоколебания. В случае $\gamma < 0$, на вход цепи слежения поступает сигнал выше порогового значения, в результате чего она генерирует сигнал логической «1», поступающий на управляющий вход электронного ключа, ключ, в таком случае, замыкается, тем самым пропуская постоянную составляющую сигнала обратной связи системы ФАПЧ. При наличии постоянной составляющей сигнала обратной связи в системе ФАПЧ возникает режим синхронизации, которому отвечает отсутствие колебаний на выходе петли обратной связи.

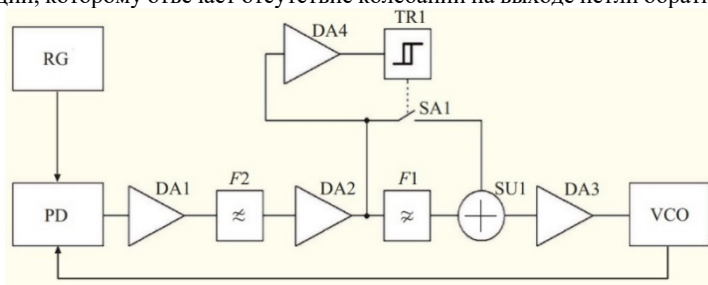


Рис. 1

Анализ возбудимости

Путем изменения параметра γ был получен возбудимый режим (отсутствие колебаний). Параметр γ изменялся не напрямую, а при помощи изменения параметра n , который отвечает за деление частоты. С помощью генератора на вход модели был подан прямоугольный импульс, изображенный на рисунке 2.

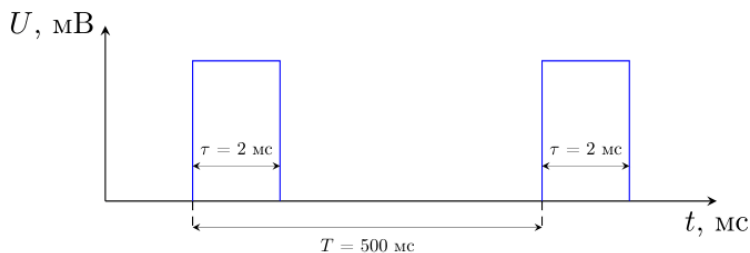


Рис. 2

Длительность импульса оставалась постоянной и равной 2мс, период равнялся 500мс. Далее фиксировалось значение амплитуды импульса, при которой система проявляла отклик. Данная зависимость представлена на рисунке 3. Измерения проводились для двух режимов. Режим 1 – пачечный режим с одним импульсом в пачке, режим 2 – пачечный режим с двумя импульсами в пачке. На рисунке 4, 5 приведены примеры полученных осциллограмм. Рисунок 4 – промежуточный случай, рисунок 5 – отклик.

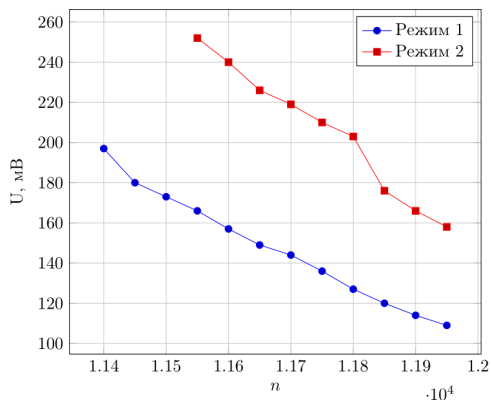


Рис. 3

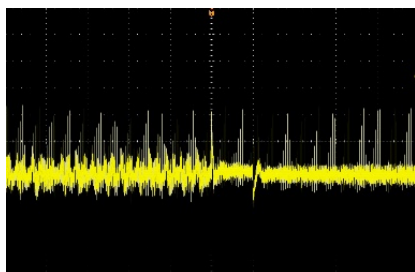


Рис. 4

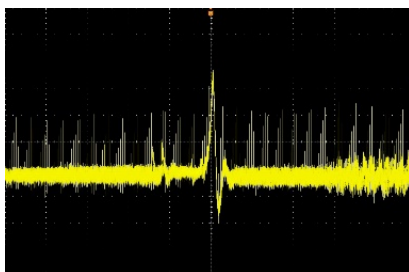


Рис. 5

Далее на вход нейрона подавался сигнал с двумя импульсами. При двух значениях и интервала Δt между импульсами (3,10 миллисекунд) фиксировалось значение амплитуды, при которой система проявляла отклик. Схема данного импульса изображена на рисунке 6.

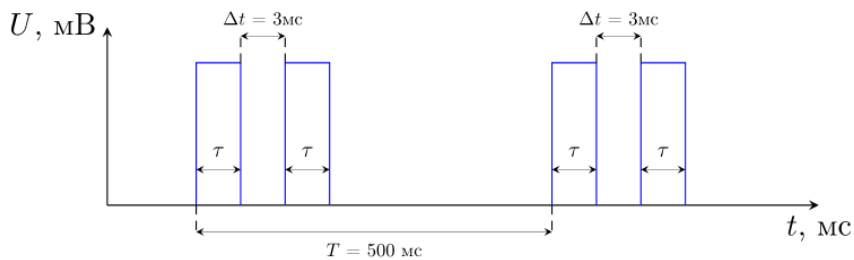


Рис. 6

На рисунке 7 изображена зависимость амплитуды, необходимой для восстановления колебаний, от параметра n , в случае парных импульсов.

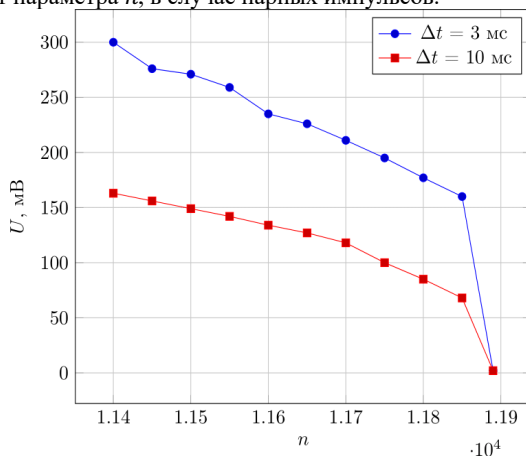


Рис. 7

Сравнивая полученные результаты, можно сделать вывод, что на отклик системы наибольшее влияние оказывает суммарная площадь импульсов. Особо отчетливо это проявляется при уменьшении параметра γ . В случае парных импульсов особую роль играет расстояние между ними. Из результатов измерений видно, что меньший интервал между импульсами требует большего внешнего воздействия.

Работа выполнена при поддержке программы развития региональных научно-образовательных математических центров № 075-02-2020-1483 «Математика технологий будущего» и в рамках научной программы Национального центра физики и математики (проект «Искусственный интеллект и большие данные в технических, промышленных, природных и социальных системах»).

[1] Большаков Д.И., Мищенко М.А., Матросов В.В., Сысоев И.В // Письма в журнал технической физики. 2022. Т. 48, № 9. С. 23.

СИНХРОНИЗАЦИЯ СПАЙКОВ И БЁРСТОВ В АНСАМБЛЕ МОДИФИЦИРОВАННЫХ ТЕТА-НЕЙРОНОВ

Д.А. Зайцева, Г.В. Осипов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Нейроны передают информацию между собой с помощью электрических импульсов – спайков, которые являются основной формой электрической активности нейрона. Бёрсты – это объединения спайков в пачки, которые чередуются с периодами затишья [1]. Генерация бёрстов может быть как регулярной, так и хаотической. Исследования показали, что при обучении животных и людей происходит увеличение количества бёрстов в некоторых областях мозга. Таким образом, бёрстинг играет важную роль в нейродинамике.

Модели нейронов разделяются на два основных класса: биологически-реалистичные, т е направленные на максимально реалистичное изображение нейрона и феноменологические, создающиеся для наблюдения и исследование некоего феномена [2].

Постановка задачи

С помощью модифицированного уравнения тета-нейрона и введения параметра связи исследовать явления спайкинга и бёрстинга и их синхронизацию.

Решение

Система обыкновенных дифференциальных уравнений, описывающая динамику ансамбля модифицированных тета-нейронов следующая:

$$\dot{\theta}_j = \gamma_j - f_j(\theta) + \sum_{i=1}^N d_{ij} \sin(\theta_i - \theta_j), \quad (1)$$

где $f_j(\theta) = \cos\left(\frac{\theta_j}{n_j}\right)$, θ_j – фаза, γ_j и n_j – параметры системы, N – число элементов в ансамбле, d_{ij} – параметр связи.

На графиках рис.1, рис. 2 представлена временная реализация для случаев $n_j = 2$, $n_j = 5$. Рис. 1 демонстрирует спайковую активность, рис. 2 – бёрстовую: в бёрсте 4 спайка.

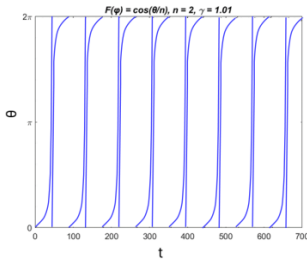


Рис. 1

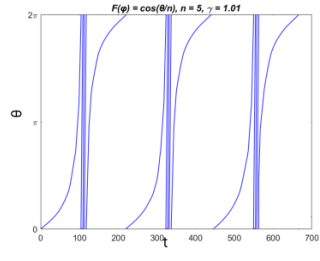


Рис. 2

Формула для нахождения частоты следования бёрстов:

$$\omega_{1,2}^b = \frac{1}{2\pi} \lim_{\tau \rightarrow \infty} \left(\frac{\theta_{1,2}(\tau) - \theta_{1,2}(0)}{\tau} \right). \quad (2)$$

Был проведен расчет значений частот следования бёрстов в зависимости от параметра $d_{ij} = d$ для двух тета-нейронов при параметрах $n_1 = n_2 = 3, \gamma_1 = 1.01, \gamma_2 = 1.02$.

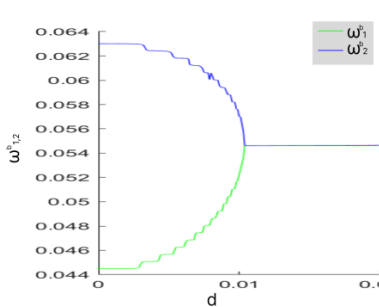


Рис. 3

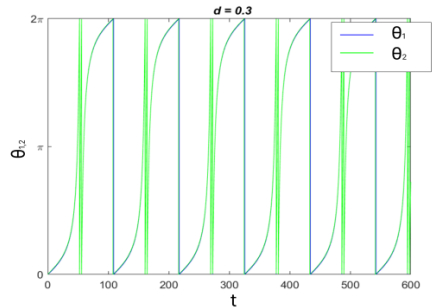


Рис. 4

На рис. 3 представлена зависимость частоты следования бёрстов от величины параметра d . При $d > 0.01$ обе частоты приходят к одному значению, что свидетельствует о наступлении частотной синхронизации бёрстов. На рис. 4 представлена временная реализация данной системы при $d = 0.3$.

На рис. 5 представлена зависимость частот следования бёрстов от величины параметра d при $n_1 = 3, n_2 = 5, \gamma_1 = 1.01, \gamma_2 = 1.02$. При $d \geq 0.9$ наступает синхронизация частот следования бёрстов.

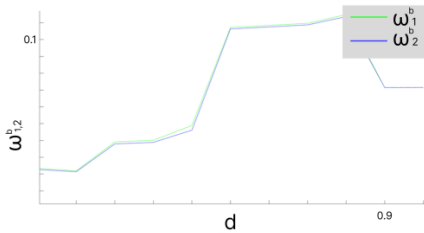


Рис. 5

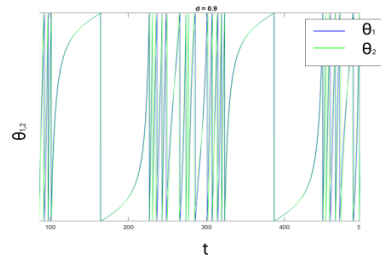


Рис. 6

На рис. 6 представлена временная реализация фазовых переменных при $d = 0.9$.

В ходе исследований был получен результат, что синхронизация следования бёрстов наступает как в системе тета-нейронов с одинаковыми значениями параметров n_1, n_2 , так и с разными.

Частота следования спайков вычислялась по формуле: $\omega_{1,2}^s = \frac{2\pi(m-1)}{T_s}$, где ω – это частота спайков, $(m - 1)$ – это количество периодов на заданном интервале, T_s – это сумма всех межспайковых интервалов, посчитанных в точке $\theta = \pi$.

На графике рис. 7 представлен переход к синхронному режиму спайков для системы двух связанных нейронов при значениях $\gamma_1 = 1.01, \gamma_2 = 1.02, n_1 = 3$ и $n_2 = 5$. При $d > 0.9$ частоты следования спайков приходят к одному значению, что соответствует явлению синхронизации. Очевидно, что бёрстовая синхронизация также имеет место.

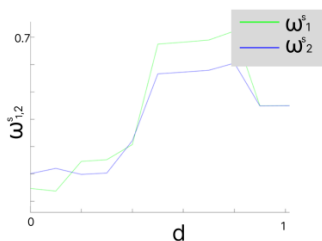


Рис. 7

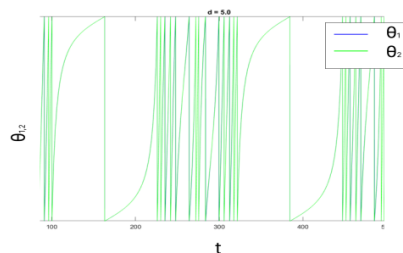


Рис. 8

Графики временных реализаций (рис. 8) демонстрируют спайковую, и, следовательно, бёрстовую активность со значениями параметров $\gamma_1 = 1.01, \gamma_2 = 1.02, n_1 = 3, n_2 = 5, d = 5$.

Рассмотрена динамика ансамбля, состоящего из трех тета-нейронов. Связь устроена следующим образом. По часовой стрелке связь d_1 , а против – d_2 . На рис. 9 пред-

ставлены временные реализации в случае синфазной синхронизации частот следования бёрстов при значениях параметров $d_{12} = d_1 = 0.03$, $d_{22} = d_2 = 0.01$, $n_1 = n_2 = n_3 = 3$, $\gamma_1 = 1.01$, $\gamma_2 = 1.02$, $\gamma_3 = 1.03$.

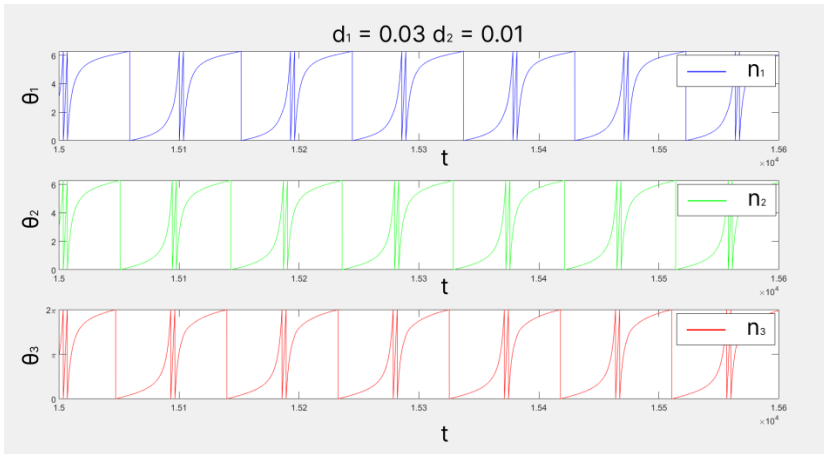


Рис. 9

Выводы

В данной работе предложена фазовая модель, описывающая спайковую и пачечную активность нейрона.

Показано существование синхронной бёрстовой и спайковой активности двух связанных модифицированных тета-нейронов.

Показано существование синфазной бёрстовой активности трех связанных модифицированных тета-нейронов.

Работа поддержана РФФ (проект 23-12-00180).

- [1] Izhikevich. E.M. Dynamical system in neuroscience: the geometry of excitability and bursting. – Cambridge: MIT, 2007, 503 p.
- [2] Шалфеев В.Д. Матросов В.В. Нелинейная динамика систем фазовой синхронизации: Монография. – Нижний Новгород: Изд-во Нижегородского госуниверситета, 2013, 366 с.

СИНХРОНИЗАЦИЯ ФАЗОВЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ КУРАМОТО

А.А. Злобин, В.В. Клиньшов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Коллективная динамика сетей взаимодействующих элементов играет важную роль во многих областях науки и техники. Особенный интерес вызывает изучение явления синхронизации. В данной работе рассматривается модифицированная модель фазовых осцилляторов Курамото [1-2], которая учитывает временные задержки распространения сигнала между элементами как в реальных биологических системах:

$$\dot{\theta}_i = \omega_i + \frac{K}{N} \sum_{j=1}^N \sin(\theta_{j\tau} - \theta_i), \quad i = 1 \dots N. \quad (1)$$

В качестве переменной выступает фаза осциллятора θ_i , которая определена на единичной окружности $\theta_i \in [0, 2\pi)$. Параметры K – сила связи между нейронами, N – количество элементов в системе, ω_i – собственная частота i -го осциллятора. Особенностью данной модели является то, что во втором члене уравнения, который описывает взаимодействие между элементами, присутствует фаза j -го осциллятора $\theta_{j\tau}$ в момент времени $t - \tau$. Это означает то, что фаза осциллятора в момент времени $t - \tau$ оказывает влияние на осцилляторы в момент времени t . Таким образом прошлые состояния осцилляторов влияют на динамику системы в данный момент времени.

Для изучения синхронизации будет применён метод редуцирования, который впоследствии будет сравнён с численным счётом. Метод редуцирования [3], предложенный учёными, заключается в рассмотрении системы, когда $N \rightarrow \infty$, т.е. в системе наблюдается бесконечное количество элементов. Тогда состояние системы в момент времени t можно описывать с помощью функции распределения $f(\omega, \theta, t)$, которая зависит от частоты ω и фазы θ осцилляторов. Таким образом $f(\omega, \theta, t)d\omega d\theta$ даёт долю осцилляторов с фазами в пределах $[\theta; \theta + d\theta]$ в момент времени t и частотами в пределах $[\omega; \omega + d\omega]$. Проинтегрировав по всем параметрам, получим:

$$\int_0^{2\pi} f(\omega, \theta, t) d\theta = g(\omega), \quad (2)$$

где $g(\omega)$ – независимое от времени распределение осцилляторных частот.

$$f = \frac{g(\omega)}{2\pi} \left[1 + \frac{\alpha(\omega, t)^* e^{i\theta}}{1 - \alpha(\omega, t)^* e^{i\theta}} + \frac{\alpha(\omega, t) e^{-i\theta}}{1 - \alpha(\omega, t) e^{-i\theta}} \right]. \quad (3)$$

Кроме того, распределение $f(\omega, \theta, t)$ должно удовлетворять уравнению непрерывности:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial(f v_\theta)}{\partial \theta} = 0. \quad (4)$$

Подставляя в плотность распределения получаем систему для локальной динамики сети, т.е. системы где параметры зафиксированы:

$$\dot{\alpha} = i \left(\frac{K}{2} [R_\tau - \overline{R_\tau} \alpha^2] + \alpha \omega \right), \quad (5)$$

$$R_\tau = \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha_\tau(\omega, t) g(\omega) d\omega. \quad (6)$$

Для получения редуцированной системы, описывающую систему, в которой параметр ω распределён в соответствии с $g(\omega)$, в данной работе будет рассматриваться система, в которой частоты осцилляторов распределены в соответствии со следующей серией рациональных распределений $g(\omega)$:

$$g(\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{n \sin \frac{\pi}{2n} \Delta^{2n-1}}{(\omega - \Omega)^{2n} + \Delta^{2n}}, \quad (7)$$

где Δ – полуширина, а Ω – центр распределения. Параметр n определяет форму распределения. Проинтегрировав уравнение (5), получим систему для глобальной динамики сети:

$$\begin{cases} R_\tau = -i \sin \frac{\pi}{2n} \sum_{j=0}^{n-1} e^{i\psi_j} \alpha_{j\tau} \\ \dot{\alpha}_j = \frac{K}{2} [R_\tau - \overline{R_\tau} \alpha_j^2] + i \alpha_j (\Delta e^{i\psi_j} + \Omega). \end{cases} \quad (8)$$

Рис. 1 показывает, что полученная редуцированная система довольно хорошо согласуется с микроскопической системой. Также можно заметить, что при $n = 10$ задержка положительно влияет на синхронизацию. Это хорошо видно на графике, т.к. критическая сила связи K_c при τ меньше, чем при $\tau = 0$. Таким образом распределение параметров играет нетривиальную роль в синхронизации фазовых осцилляторов.

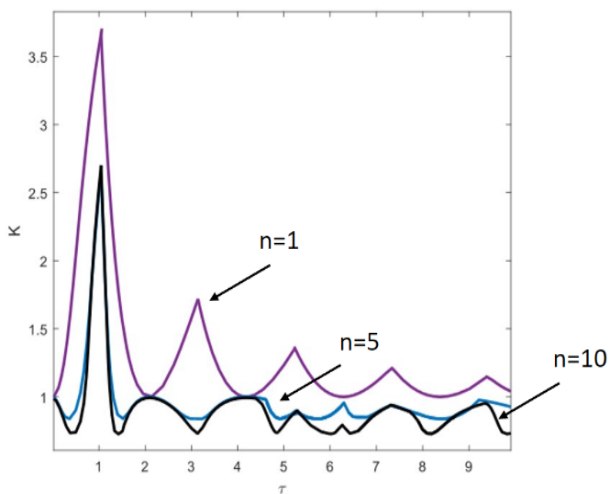


Рис. 1

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда, грант № 19-72-10114.

[1] Kuramoto Y. // Lecture Notes in Physics. 1975. Vol. 39. P. 420.

[2] Acebrón J.A, Bonilla L.L., Pérez Vicente C.J., Ritort F., Spigler R. // Reviews of modern physics. 2005. Vol. 77, No.1. P 137.

[3] Ott E., Antonsen T. M. // Chaos: An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science. 2008. Vol 18. P. 037113.

Секция «Фундаментальные и прикладные задачи теории нелинейных колебаний»

Заседание секции проводилось 25 мая 2023 г.
Председатель – В.В. Матросов, секретарь – Н.С. Ковалева.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXVII 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.

ИЗМЕРЕНИЯ ЗАМИРАНИЙ СИГНАЛОВ В МНОГОЛУЧЕВЫХ РАДИОКАНАЛАХ И ИМИТАЦИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ ЗАМИРАНИЙ

А.Г. Самойлов, В.С. Самойлов

ВлГУ

Введение

Передача радиосигналов по каналам связи сопровождается специфическими искажениями сигналов, называемыми замираниями. Одной из причин таких искажений передаваемых сигналов являются изменения условий распространения радиоволн в канале при изменениях свойств радиоканала во времени из-за смены погодных условий. Такие замирания называют медленными из-за сравнительно медленной смены погодных условий в течение суток. Глубина медленных замираний составляет несколько децибел и это учитывают, осуществляя запас энергopotенциала при расчетах линий радиосвязи, для их безотказной работы при разных условиях в радиоканале [1].

Более глубокие и более опасные для качества радиосвязи замирания сигнала возникают при интерференции лучей радиосигнала, приходящих к приемнику различными путями из-за отражений от подстилающей поверхности, атмосферных слоев, турбулентностей атмосферы, зданий и местных предметов [2]. Интерференционные замирания называют быстрыми, и их глубина может превышать 20 дБ, что вынуждает на линиях дальней радиосвязи применять методы для борьбы с ними, такие, например, как разнесенный прием или пространственно-временное разнесение сигналов [3].

Быстрые замирания сигналов – это нестационарный случайный процесс, искажающий амплитуду сигнала и его фазу. Но свойства радиоканалов меняются медленно, что позволяет временной интервал до пяти минут считать интервалом локальной стационарности интерференционных замираний [4]. Это упрощает математические модели и позволяет описывать свойства радиоканалов на интервалах локальной стационарности в рамках аппарата одномерных распределений и корреляционных функций.

Международный союз электросвязи рекомендует описывать быстрые замирания передаточной функции многолучевого радиоканала релейевским законом распределения вероятностей [5]. Однако на линиях радиосвязи часто наблюдаются и другие распределения вероятностей, например, усеченно-нормальное распределение вероятностей, приводящее к более глубоким замираниям [6-7]. Поэтому целью работы является описание интерференционных замираний в многолучевых радиоканалах более адекватно реальным радиоканалам по сравнению с релейевским описанием и создание на основании такого описания имитатора замираний, позволяющего в режиме реального времени настраивать приемно-передающую аппаратуру и выполнять верификацию ее параметров.

Математическая модель интерференционных замираний

Искажения передаточной функции радиоканала интерференционными замираниями можно записать в комплексной форме как сумму квадратурных компонент:

$$\dot{H}(f, \{C\}) = He^{j\varphi} = X + jY = \sum_{i=1}^M H_i \cos\varphi_i + j \sum_{i=1}^M H_i \sin\varphi_i, \quad (1)$$

где: $H = \sqrt{X^2 + Y^2}$ – модуль передаточной функции радиоканала; f – рабочая частота; $\varphi = \arctg(Y / X)$ – аргумент передаточной функции; H_i, φ_i – модули и аргументы передаточной функции i -го отражателя сигнала; $\{C\}$ – множество конкретных условий в канале связи; M – число отражателей радиосигнала.

Поскольку на передаточную функцию многолучевого радиоканала одновременно влияет много случайных факторов, то в силу Центральной предельной теоремы можно предположить, что квадратурные компоненты передаточной функции X и Y из выражения (1) подчинены нормальному закону распределения вероятностей. Это позволяет определить статистику модуля передаточной функции $w(H)$ по следующему алгоритму: находим характеристические функции величин X^2, Y^2 , затем величины модуля передаточной функции радиоканала H , а выполнив обратное преобразование Фурье получим описанное и табулированное в работе [6] дифференциальное распределение модуля передаточной функции радиоканала в виде:

$$w(H) = \frac{H}{\sigma_x \sigma_y} \exp\left(-\frac{H^2}{2\sigma_x^2} - \frac{m_x^2 \sigma_y^2 + m_y^2 \sigma_x^2}{2\sigma_x^2 \sigma_y^2}\right) \cdot \sum_{k=0}^{\infty} \sum_{S=0}^{\infty} \frac{(2k+2S-1)! (\sigma_y^2 - \sigma_x^2)^k m_y^{2S} \sigma_x^{2S}}{k! (2S)! 2^k \sigma_y^{2k+4S} m_x^{k+S}} H^{k+S} I_{k+S}\left(\frac{m_x}{\sigma_x} H\right), \quad (2)$$

где $I_{k+S}(\cdot)$ – функция Бесселя нулевого порядка.

Фаза принимаемого многолучевого сигнала также зависит от четырех параметров $m_x, m_y, \sigma_x, \sigma_y$:

$$w(\varphi) = [\sigma_x \sigma_y \exp(m_x^2 / 2\sigma_x^2 - m_y^2 / 2\sigma_y^2) / 2\pi (\sigma_y^2 \cos^2 \varphi + \sigma_x^2 \sin^2 \varphi)] \{1 + L\sqrt{\pi} \exp(L^2) [1 + \Phi(\sqrt{2}L)]\}, \quad (3)$$

где $\Phi\{\cdot\}$ – интеграл вероятности;

$$L = (m_x \sigma_y^2 \cos \varphi + m_y \sigma_x^2 \sin \varphi) / \sigma_x \sigma_y \sqrt{\sigma_y^2 \cos^2 \varphi + \sigma_x^2 \sin^2 \varphi}. \quad (4)$$

В работе [6] распределения (2), (3) названы четырехпараметрическими, так как зависят от четырех параметров $m_x, m_y, \sigma_x, \sigma_y$. Изменяя величины этих параметров можно реализовать различные законы распределения вероятностей, например, при $\sigma_x = \sigma_y = \sigma, m_x = m_y = 0$ получим релеевское распределение

$$w(H) = \frac{H}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{H^2}{2\sigma^2}\right); \quad (5)$$

при σ_x или σ_y равных нулю получим усеченно-нормальное распределение

$$w(H) = \frac{\sqrt{2}}{\sigma_{x,y} \sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{H^2}{2\sigma_{x,y}^2}\right), \quad H > 0; \quad (6)$$

а при $\sigma_x = \sigma_y = \sigma, m_y > 0$

$$w(H) = \frac{H}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{H^2 + m_x^2}{2\sigma^2}\right) \cdot I_0\left[\frac{m_x H}{\sigma^2}\right], \quad (7)$$

где $I_0[x]$ – модифицированная функция Бесселя нулевого порядка.

Адекватность предложенной модели

Для проверки адекватности модели интерференционных замираний, описываемой уравнениями (2-7), использовались суточные записи измерений огибающей принимаемого радиосигнала на линиях дальней тропосферной связи (Уральск – Актюбинск, Владимир – Орел, Игарка – Норильск) [2] и спутниковой связи (спутники Ямал-601 и Экспрес-АМ7). Наземные линии связи работали в дециметровом диапазоне частот, а спутниковые – в сантиметровом. Записи осуществлялись в летнее и в зимнее время. Измерения выполнялись после тракта промежуточной частоты приемных устройств, и огибающая сигнала записывалась на выходе квадратичного детектора. По полученным записям строились гистограммы изменения амплитуд огибающей принимаемых сигналов и выдвигались гипотезы на соответствие распределениям (5), (6), (7). Обработано более 200 пятиминутных интервалов связи. Проверка гипотез осуществлялась по критерию согласия Хи-квадрат и Колмогорова. На рис. 1 показано в процентах количество не отвергаемых в результате проверки гипотез по двум критериям согласия на соответствие распределениям: 1 – Релея; 2 – Райса; 3 – усеченно-нормальному; 4 – прочим. На рис. 1а – наземные каналы связи, на рис. 1б – спутниковые каналы связи.

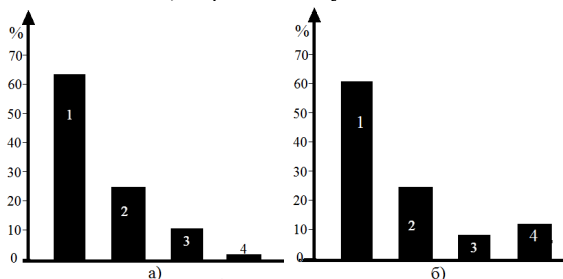


Рис. 1

Имитация интерференционных замираний

Выражения (1-7) и статистические данные, приведенные на рис.1 дают возможность синтезировать структурную схему имитатора интерференционных замираний в виде, приведенном на рис. 2. В соответствии с этой схемой сигнал системы связи $S(t)$ раскладывается на квадратурные составляющие, где умножается на независимые случайные процессы, вырабатываемые генераторами нормальных случайных процессов (ГНП). Управление амплитудами напряжений квадратурных составляющих и величинами напряжений на выходах перемножителей (X) позволяет менять параметры четырехпараметрического закона распределения вероятностей, наблюдаемого после сумматора (Σ). Имитатор, схема которого приведена на рис. 2, реализован в научно-образовательном центре «Системы радиосвязи и телекоммуникаций» при Владимирском государственном университете им. А.Г. и Н.Г. Столетовых.

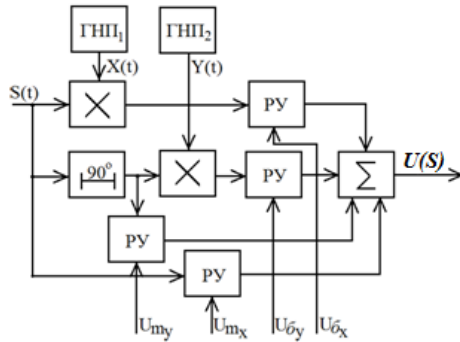


Рис. 2

Испытания имитатора подтвердили соответствие моделируемых распределений четырехпараметрическому закону распределения вероятностей и значительно сократили время верификации систем радиосвязи по сравнению с полевыми испытаниями.

Заключение

На основании экспериментальных измерений, проведенных на радиоприемных линиях связи в различных географических и климатических зонах, доказана состоятельность аналитического описания интерференционных замираний сигналов четырехпараметрическим законом распределения вероятностей. Разработан имитатор интерференционных замираний сигналов, предназначенный для верификации приемно-передающих средств радиосвязи. Подтверждена адекватность статистических характеристик замираний сигналов на реальных линиях связи и создаваемых имитатором.

- [1] Зубарев Ю.Б., Самойлов А.Г. // Проектирование и технология электронных средств. 2018. № 2. С. 27.
- [2] Самойлов А.Г. // Проектирование и технология электронных средств. 2003. № 4. С. 32.
- [3] Бакулин М.Г., Варукина Л.А., Крейнделин В. Б. Технология ММО: принципы и алгоритмы. – М.: Горячая линия – Телеком, 2014, 242 с.
- [4] Галкин А.П., Лапин А.Н., Самойлов А.Г. Моделирование каналов систем связи. – М.: Связь, 1979, с. 96.
- [5] Recommendation ITU-R P.676-9 (02/2012) Attenuation by atmospheric gases. Switzerland, Geneva.
- [6] Кловский Д.Д. Передача дискретных сообщений по радиоканалам. – М.: Связь. 1969, 376 с.
- [7] Jakeman E., Tough R.J.A. // *Advances in Physics*. 1988. Vol. 37 (5). P. 471.

ОСНОВНЫЕ ПРОБЛЕМНЫЕ ВОПРОСЫ СОЗДАНИЯ ИНФОРМАЦИОННЫХ СИСТЕМ ДЛЯ ОБРАБОТКИ РАДИОЛОКАЦИОННОЙ И РАЗНОРОДНОЙ ИНФОРМАЦИИ

А.Н. Шентябин¹, В.В. Савцов¹, Д.А. Пальгуйев²

¹) АО «НПО «Орион»

²) ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В настоящее время значительную актуальность приобретает создание информационно-управляющих систем различного масштаба, предназначенных для сбора, обработки, анализа информации и принятия решений по применению управляющих воздействий в реальном масштабе времени. Проблемы по созданию подобных систем носят в основном организационно-технический характер. Одним из путей решения является создание телекоммуникационной мультисервисной наземно-космической сети, предназначенной для решения информационно-управляющих задач на наиболее общей, единой основе.

Основные проблемные вопросы при создании информационных систем реального масштаба времени

Федеральный закон РФ от 27 июля 2006 года № 149-ФЗ «Об информации, информационных технологиях и о защите информации» (ст. 2) дает определение, что «информационная система – совокупность содержащейся в базах данных информации и обеспечивающих ее обработку информационных технологий и технических средств». В данное определение заложен очень широкий смысл. Так как в докладе рассматривается частный случай – обработка радиолокационной и разнородной информации, то целесообразно привести более конкретизированное определение радиолокационной системы:

«Современные радиолокационные системы представляют собой сложные информационно-управляющие системы реального масштаба времени, включающие совокупность средств радиолокации, комплексов средств автоматизации, средств приема, обработки, отображения и передачи информации, а также средств и технологий управления компонентами этой системы, предназначенные для информационного обеспечения широкого круга потребителей радиолокационной информации».

Отдельно обратим внимание на такую составляющую приведенного определения, как «системы реального масштаба времени». На сегодня это понятие является самым болезненным для отечественных потребителей радиолокационной и другой информации. И это касается не только военной составляющей информационного обеспечения, но и широкого круга научно-экспериментальных и социально-экономических задач. И здесь ничего нового нет, т.к. имеющиеся проблемы носят организационно-технический характер [1, 2, 3]:

- наличие большого количества разнородных источников и потребителей информации, их ведомственной, организационной, пространственной и территориальной разнесенности;
- отсутствие единых правил доступа, порядка формирования и использования информационных ресурсов;

- недостаточная оснащенность органов управления, сил и средств, привлекаемых к решению специальных задач, современными разведывательно-информационными системами, средствами координатно-временного обеспечения требуемого качества, автоматизации и связи;
- несовершенство способов и средств гарантированного доступа к информационным ресурсам;
- отсутствие идентичности информационных ресурсов в органах управления различных уровней, а также в автоматизированных системах управления;
- отсутствие единого подхода к созданию информационных и автоматизированных (автоматических) средств (систем);
- отсутствие совместимости разнородных разведывательно-информационных и автоматизированных систем.

Создание мультисервисной наземно-космической сети связи как возможный вариант решения проблем

Одним из решений проблем является создание телекоммуникационной сети, на основе которой должна базироваться мультисервисная наземно-космическая сеть связи (МНКСС) [1]. По функциональному признаку сеть может быть разделена на транспортную сеть и сеть доступа. Структурная схема МНКСС приведена на рис.

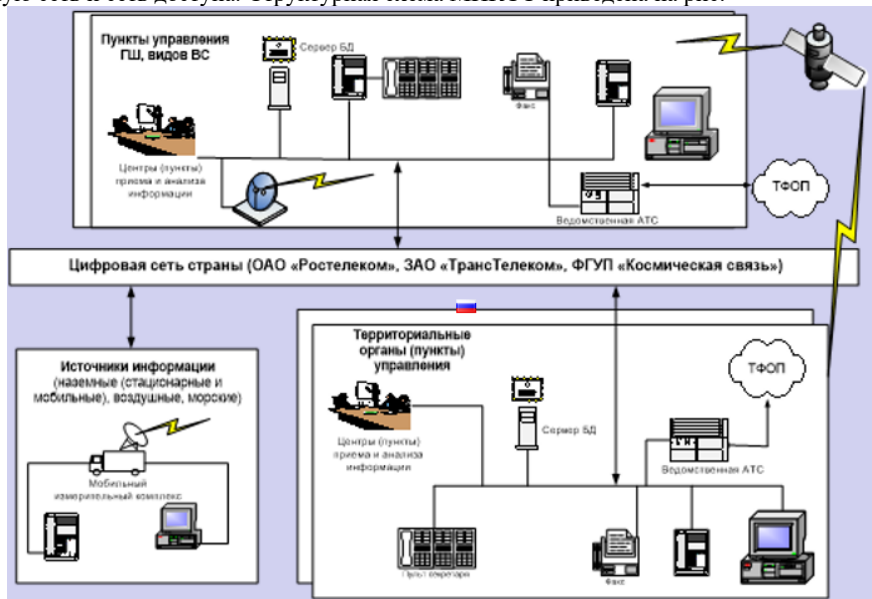


Рис.

Транспортная сеть МНКСС представляет собой совокупность взаимосвязанных стационарных и подвижных узлов связи (УС) различного уровня и ведомственной при-

надлежасти, основных и вспомогательных узлов связи, специальных информационных средств и комплексов, линии привязки УС к пунктам выделения каналов (ПВК) сетей связи различной ведомственной принадлежности и функционального предназначения, арендованные каналы взаимоуязванной сети связи Российской Федерации (ВСС РФ) и специальные линии связи соответствующей видовой и ведомственной принадлежности.

Часть ресурса транспортной сети выделяется для закрепления непосредственно за отдельными пользователями военного и государственного предназначения (для передачи наиболее важной оперативной информации), а на базе остальной (основной) части образуется общедоступный ресурс, на котором развертываются вторичные сети связи, в том числе: сети передачи данных, оперативно-командной связи, открытой и засекреченной телефонной и телеграфной связи.

Сети доступа МНКСС связывают источники (приемники) данных о складывающейся обстановке с использованием абонентских линий с узлами доступа, являющимися граничными элементами между сетью доступа и транспортной сетью, в качестве которых могут выступать узлы связи различного уровня и ведомственной принадлежности, специальные информационные средства и комплексы.

При этом создается возможность доставки информации о складывающейся обстановке в реальном масштабе времени потребителям всех уровней: от первичного звена до высшего военного и государственного управления России.

Мультисервисные сети связи должны обеспечить [1, 2, 3]:

- управление военными силами и средствами страны на всех этапах их боевого применения;
- автоматизацию информационного обеспечения должностных лиц пунктов управления всех уровней органов управления страны;
- автоматизированный (автоматический) сбор информации от территориально разнесенных источников данных и ее выдачу в реальном масштабе времени на автоматизированные рабочие места потребителей информации всех уровней, в том числе – должностных лиц, применяющих оружие и принимающих решения по обстановке;
- объединение локальных и территориально разнесенных вычислительных сетей и обмен данными между автоматизированными рабочими местами в режиме реального времени;
- сопряжение с системами связи военного и гражданского управления Российской Федерации для предоставления информации, а также доступ к базам данных и информационно-справочным системам структур более высокого уровня;
- сопряжение с системой связи общего пользования Российской Федерации;
- автоматизированный (автоматический) сбор, отображение и документирование информации о работе МНКСС и ее составных элементов.

МНКСС должна быть материальной основой глобальной информационной системы страны.

При этом должно быть предусмотрено оборудование и программное обеспечение для защиты циркулирующей информации:

- шифрование компьютерной информации (файлов, групп файлов и разделов дисков), обеспечивая их конфиденциальность;

- электронную цифровую подпись файлов, автоматически проверяя их целостность и авторство;
- создание прозрачно шифруемых логических дисков;
- формирование криптографически защищенных виртуальных сетей, шифрование трафика передачи данных и обеспечение защищенного доступа к ресурсам сети мобильных и удаленных пользователей;
- создание системы защиты информации от несанкционированного доступа и разграничения доступа к абонентским терминальным устройствам.

Система управления МНКСС глобальной информационной системы страны должна обеспечивать:

- картографию сети;
- сигнализацию об аварийных сообщениях на картах устройств и с помощью сообщений по сети передачи данных;
- конфигурирование сетевых элементов;
- автоматическое ведение журналов текущих и прошедших событий;
- управление сетями;
- предсказательное моделирование неисправностей сетей;
- формирование трендов по заданным событиям.

Сбор, обработка и объединение данных о складывающейся обстановке в воздухе, на земле и над водой должна осуществляться с использованием МНКСС по сетевой структуре.

Практическая реализация изложенных взглядов позволит разрабатывать аппаратно-программные средства, осуществляющие автоматический сбор, обработку и распределения информации потребителям:

- сбор и обработка цифровой радиолокационной информации от наземных и береговых радиолокационных станций, комплексов охраны нефтяных платформ об обстановке на земной поверхности и в прилегающем к нему воздушном пространстве, других источников данных об обстановке в зоне охраны и мониторинга;
- адресного распределения обработанной информации заинтересованным потребителям в реальном масштабе времени;
- транзит команд управления режимами функционирования радиолокационных и других средств разведки и контроля обстановки;
- объединение и отображение разнородной информации от других источников данных [4] (оптико-электронных средств, систем видеонаблюдения, контроля доступа сотрудников, проезда автотранспорта, систем автоматического независимого наблюдения, центров управления кризисными ситуациями и спасательно-координационных центров при ликвидации последствий чрезвычайных ситуаций различного происхождения и т.д.).

Выводы

Как вариант решения основных проблем создания информационных систем, предназначенных для сбора, обработки, анализа радиолокационной и разнородной информации в реальном масштабе времени, представляется создание мультисервисной наземно-космической сети связи. МНКСС позволяет объединить большое количество функций сбора, обработки и анализа информации при едином подходе представления

информации для различных ведомств и организаций.

Работа выполнена в рамках научного проекта «Интеллектуальные системы контроля воздушного пространства» Передовой инженерной школы ННГУ им. Н.И. Лобачевского.

- [1] Писаренко А. «На уровне возможностей века», газета «Красная Звезда» от 01.03.2019 г. / <http://redstar.ru/na-urovne-vozmozhnostej-veka> (дата обращения 25.04.2023)
- [2] Никитов В.А., Орлов Е.И., Старовойтов А.В., Савин Г.И. Информационное обеспечение государственного управления / под ред. Акад. Ю.В. Гуляева. – М.: Славянский диалог, 2000, 415 с.
- [3] Буренок В.М. Теория и практика планирования и управления развитием вооружения, Монография. – Москва: Вооружение. Политика. Конверсия, 2005, 418 с.
- [4] Пальгуев Д. А. // Радиопромышленность. 2021. Т. 31, № 2. С. 49.

ОБ АЛГОРИТМЕ ЭХОКОМПЕНСАЦИИ И ШУМОПОДАВЛЕНИЯ В ТЕЛЕКОММУНИКАЦИОННЫХ СИСТЕМАХ

Н.Е. Холкина¹⁾, А.Ю. Проскуряков¹⁾, Д.А. Пальгуйев²⁾

¹⁾ МИВлГУ

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Работа посвящена разработке и исследованию алгоритма эхокомпенсации и шумоподавления в оперативно-командных телекоммуникационных системах. Обмен информацией является важным средством обеспечения оперативного управления сложными объектами и обеспечивает их надежное функционирование, что предъявляет повышенные требования к достоверности передачи информации и к характеристикам эффективности телекоммуникационных систем. Необходимость исследования и решения ряда проблем технологической связи обусловлена явлениями эха и реверберации, а также шумами и помехами природного и техногенного происхождения. В работе рассматриваются методы улучшения качества передачи речевой информации, исследуются характеристики акустических сигналов в системах телекоммуникаций и громкоговорящей связи.

Структура алгоритма эхокомпенсации

В свободном пространстве эхосигналы образуются в результате отражений акустических сигналов от поверхностей и обусловлены особенностями рельефа местности. Значительные размеры территории приводят к большим задержкам распространения эхосигналов и снижению разборчивости речи. Импульсные функции в каналах распространения эха можно при этом принять за некоторые постоянные коэффициенты передачи [1]. Модель множественных отражений, принимает вид:

$$v(t) = \sum_{n=1}^r a_n u(t - D_n T). \quad (1)$$

Задача заключается в определении параметров затухания a_n и запаздывания D_n для r каналов эхосигналов. Сигнал $u(t)$, многократные отражения которого формируют сигнал $v(t)$, является известным и нестационарным. Это позволяет применить при оценивании указанных параметров технику корреляционного анализа.

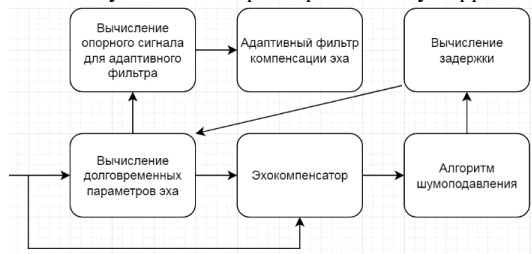


Рис.

Структурная схема программного модуля эхокомпенсации представлена на рис.

Поступающий на вход сигнал $x(t) = u_0(t) + v(t) + \gamma(t)$ представляет собой смесь множествен-

ных отражений $v(t)$, акустического шума $\gamma(t)$ и речевого сигнала $u_0(t)$.

Чтобы увеличить скорость работы системы часть параметров, которые не меняются или мало меняются в процессе обработки, вычисляется заранее и периодически корректируется. В модуле вычисления долговременных параметров, вычисляются мало меняющийся параметр запаздывания D_n и, зависящий от характеристик помещения, параметр затухания a_n . Эти вычисления выполняются на тестовых сигналах на этапе ввода системы в эксплуатацию, а в процессе эксплуатации систематически корректируются на основе поступающих реальных сигналов, что обеспечивает повышение точности оценивания и надежности функционирования системы.

Основные этапы вычисления долговременных параметров эха [2]:

- нахождение значимых каналов эха;
- вычисление взаимно корреляционной функции входного сигнала с микрофона и опорного сигнала источника эха;
- вычисление оценки величины задержки;
- расчет и оценка параметров затухания a_n .

Алгоритм шумоподавления реализует адаптивное подавление акустических помех с формантным распределением полос режекции, модуль формирования опорного сигнала формирует сигнал в виде

$$\hat{y}_n(t) = \sum_{n=1}^r \hat{a}_n u_0(t - D_n).$$

Эхокомпенсация реализуется вычитанием эха и опорного сигнала:

$$u(t) = \sum_{n=1}^r v(t - D_n) - \sum_{n=1}^r \hat{y}_n(t - D_n) + u_0(t) + \gamma(t).$$

Эхосигнал в замкнутых помещениях следует считать интегральной суммой компонентов, непрерывно распределенных по величине задержки.

Заключение

Разработанные алгоритмы были реализованы в приложении, но для эффективной работы нужно использовать специализированные процессоры с встроенным DSP-ядром, например, Cortex-M4.

Работа выполнена в рамках научного проекта «Интеллектуальные системы контроля воздушного пространства» Передовой инженерной школы ННГУ им. Н.И. Лобачевского.

- [1] Холкина Н.Е., Кропотов Ю.А., Белов А.А., Проскуряков А.Ю. // Системы управления, связи и безопасности. 2018. № 3. С. 1.
- [2] Kholkina, N.E., Proskuryakov, A.Y., Belov, A.A. Development of an Algorithm for Suppression of Concentrated Acoustic Noise in Telecommunication Systems /N.E. Kholkina, A.Y. Proskuryakov, A.A. Belov, 2021 23rd International Conference on Digital Signal Processing and its Applications, DSPA 2021, DOI 10.1109/DSPA51283.2021.9535906

ДИСКРЕТНЫЙ СИНТЕЗ ГАУССОВА БИХ-ФИЛЬТРА НИЖНИХ ЧАСТОТ

В.В. Сатаев^{1,2)}, А.Г. Саберов^{1,2)}

¹⁾ ННГУ им. Н.И.Лобачевского

²⁾ Филиал АО «Корпорация «Комета» - КБ «Квазар»

Введение

Цифровые фильтры, амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) которых описывается гауссовой функцией, широко используется в современной радиоэлектронной и измерительной технике [1 - 3]. При обработке цифровых сигналов безусловным достоинством гауссовой фильтрации является то, что:

- импульсная характеристика селективного гауссова фильтра также описывается гауссовой функцией, что определяет минимальное из всех возможных значение базы гауссова фильтра, как произведения полосы пропускания на длительность импульсного отклика. Это, в свою очередь, определяет минимальную инерционность гауссовых фильтров, минимальное время расчёта отклика;
- специфическая гладкость гауссовой АЧХ определяет высокую линейность фазо-частотной характеристики (ФЧХ) цифрового фильтра, то есть минимальные фазовые и дисперсионные искажения при обработке полезного сигнала.

Указанные достоинства гауссовых фильтров наилучшим образом позволяют заполнить современные требования высокоточной цифровой фильтрации сигналов в условиях сложной помеховой обстановки, а именно:

- обеспечить выполнение совокупности требуемых характеристик селективной системы с высокой точностью реализации их требуемой формы в заданной частотной шкале;
- минимальный уровень фазовых и дисперсионных искажений, необходимый при обработке сигналов в условиях внешних помех;
- минимальную разрядность представления данных и минимальную вычислительную сложность и при работе фильтрующей системы в реальном времени;
- построение современных аналого-цифровых трактов с использованием частоты дискретизации сигнала намного большей, чем частота Найквиста, то есть при выборке с запасом по частоте [4]. Если F_{max} является самым высокочастотным компонентом сигнала, то коэффициент перевыборки определяется отношением действительной частоты дискретизации F_S к частоте дискретизации по Котельникову:

$$K_{\Pi} = \frac{F_S}{F_S^K} = \frac{F_S}{2F_{max}}$$

Таким образом, при дискретизации сигнала с минимальной допустимой частотой коэффициент перевыборки равен единице, хотя для минимизации искажения выходного сигнала значение коэффициента перевыборки желательно иметь не менее 4 – 5.

- минимальную ошибку практической реализации синтезированного гауссова фильтра.

Фильтр с гауссовой характеристикой является идеальным фильтром защиты от наложения спектров с минимальной базой и обеспечивает максимальное качество

фильтрации сигнала перед его семплированием и последующей цифровой обработкой [4]. В настоящей статье рассматривается возможность проектирования низкочастотного цифрового БИХ-фильтра с гауссовой АЧХ численными методами дискретного нелинейного программирования, отвечающими требованиям высокоточной фильтрации видеосигналов на фоне внешних помех. При этом нормированная резонансная характеристика для гауссовой низкочастотной функции определяется следующим образом:

$$y(\xi) = e^{-\frac{f^2}{\alpha}}, \quad (1)$$

где f – расстройка от нулевой частоты, а параметр α определяет нормированную полосу пропускания гауссовой кривой:

$$\alpha = \frac{\Delta f^2}{\ln\sqrt{2}}$$

здесь Δf – абсолютная полоса пропускания по уровню 0,7.

Дискретное моделирование гауссова БИХ-фильтра

При использовании цифровых вычислений в формате с фиксированной точкой (ФТ) целочисленный код (квант) коэффициента c_i для требуемой разрядности представления R равен целой части выражения в скобках:

$$c_i^{int} = \text{int}(c_i \cdot 2^{R-1} + 0.5). \quad (2)$$

Тогда вещественный код данного коэффициента определяется так

$$c_i^{float} = \frac{c_i^{int}}{2^{R-1}}, \quad (3)$$

а ошибка квантования коэффициента составляет

$$\varepsilon_i = c_i - c_i^{float}. \quad (4)$$

Для рекурсивного целочисленного фильтра, состоящего из каскадного соединения m -звеньев второго порядка ($m=N/2$, где N – общий порядок фильтра), передаточная функция имеет следующий вид:

$$H(z) = \prod_{i=1}^m \frac{b_{0i} + b_{1i}z^{-1} + b_{2i}z^{-2}}{a_{0i} + a_{1i}z^{-1} + a_{2i}z^{-2}}. \quad (5)$$

Все коэффициенты передаточной функции квантованы целочисленным кодом (4), а их интервал изменения определяется заданной разрядностью коэффициентов фильтра. Из соотношения (5) легко получается разностное уравнение для одного звена целочисленного фильтра:

$$y_n = \frac{b_0x_n + b_1x_{n-1} + b_2x_{n-2} - a_1y_{n-1} - a_2y_{n-2}}{a_0}, \quad (6)$$

где x_n , y_n – целочисленные входная и выходная временные последовательности, a_0 – нормирующий коэффициент power-of-two:

Дискретный синтез гауссова БИХ-фильтра нижних частот

Пример синтеза рекурсивного гауссова ФНЧ десятого порядка в целочисленном пространстве квантованных параметров осуществлялся согласно следующим спецификационным требованиям:

- Полоса пропускания: 150 ± 2 Гц Коэффициент передачи: $1 \pm 0,1$
- Фазовая нелинейность в полосе: 2° Максимальный радиус полюсов: $0,97$
- Коэффициент перевыборки: 5

Общая целевая функция формировалась в виде взвешенной суммы частных целевых функций $f_{\text{АЧХ}}(\mathbf{X})$ и $f_{\text{ФЧХ}}(\mathbf{X})$, обеспечивающих выполнение требований как амплитудной селекции фильтра, так и линейности его ФЧХ:

$$F(\mathbf{IX}) = \beta_1 f_{\text{АЧХ}}(\mathbf{IX}) + \beta_2 f_{\text{ФЧХ}}(\mathbf{IX}). \tag{7}$$

Весовые коэффициенты частных целевых функций (7) определялись практически в ходе решения экстремальной задачи ЦНП для синтеза гауссова БИХ-фильтра в форме каскадного соединения 4 звеньев прямой формы второго порядка:

$$F^0(\mathbf{IX}^0) = \min F(\mathbf{IX}) \quad \mathbf{IX} \in I^{20}, \tag{8}$$

$$-128 < a_i, \quad b_i < 128, \quad i = \overline{1, 4}, \tag{9}$$

$$a_{0i} = 128, \quad i = \overline{1, 4},$$

$$|Zp_i| < 0.97, \tag{10}$$

$$0.8 \leq |K_i(e^{j\omega T})| \leq 4.0, \quad i = \overline{1, 4}. \tag{11}$$

Для численного решения экстремальной задачи (8) использован алгоритм глобальной минимизации целевых функций на детерминированной сетке [5].

В табл. приведены оптимальные значения 8-битовых коэффициентов звеньев передаточной функции гауссова фильтра, а его характеристики представлены на рис.

Табл.

Звено фильтра <i>m</i>	Коэффициенты передаточной функции фильтра					Усиление звена K_{\max}
	a_1	a_2	b_0	b_1	b_2	
1	-15	-40	71	73	78	3
2	-14	-38	22	-33	21	0,7
3	6	-50	-39	-79	-42	1,9
4	-127	32	43	-38	39	1.3

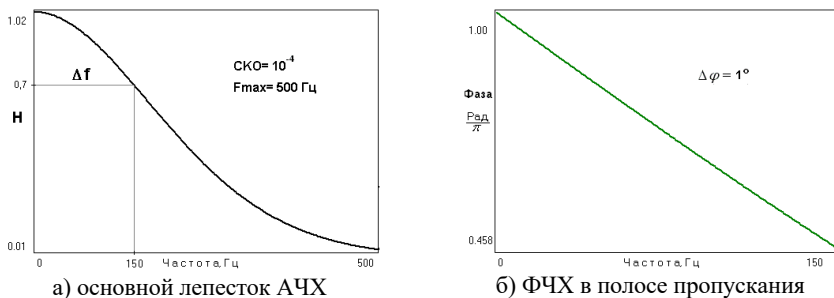


Рис.

Как видно, среднеквадратичная ошибка реализации гауссовой формы АЧХ фильтра была минимальной и не превышала 0,0001, а нелинейность ФЧХ в полосе пропускания 8-битового гауссова фильтра составляла 1° .

Заключение

Из приведённого в статье материала следует, что наилучшим образом требования высокоточной цифровой фильтрации измерительных видеосигналов могут быть выполнены БИХ-фильтрами с амплитудно-частотной характеристикой, описываемой гауссовой функцией. В настоящее время эффективный синтез гауссовых фильтров, отвечающих таким требованиям, возможен только численными методами нелинейного математического программирования с заданной системой прямых и функциональных ограничений.

- [1] Vilet L., Young I.T. and Verbeek P.W. Recursive Gaussian Derivative Filters. Proc. of the 14th International Conf. on Pattern Recognition, ICPR'98 – Brisbane, Australia, 16-20 Aug. 1998, IE.
- [2] Klapper J., Harris C.M. On the Response and Approximation of Gaussian Filter // IRE Transactions on Audio. 1959. 3. P. 80.
- [3] Сатаев В.В., Аникин М.А. Сравнительный анализ характеристик цифровых фильтров в задачах приема акустического сигнала. // Радиотехнические и телекоммуникационные системы. 2022. №1. С. 46.
- [4] Emmanuel Ifeachor, Barrie Jervis, Digital Signal Processing: A Practical Approach (2nd Edition). Harlow: Pearson Education. 2002.
- [5] Воинов Б.С., Бугров В.Н., Воинов Б.Б. Информационные технологии и системы: поиск оптимальных, оригинальных и рациональных решений. – М.: Наука, 2007. 730 с.

ПРОЕКТИРОВАНИЕ ГАУССОВЫХ ФИЛЬТРОВ В СТРУКТУРЕ ГИДРОАКУСТИЧЕСКОГО КАНАЛА

В.В. Сатаев^{1,2)}

¹⁾ ННГУ им. Н.И.Лобачевского

²⁾ Филиал АО «Корпорация «Комета» - КБ «Квазар»

Постановка задачи

В условиях сложной помеховой обстановки гидроакустические приемные устройства должны обладать высокими избирательными свойствами, минимальным временем обработки сигналов, а также отсутствием дисперсионных искажений при приеме шумоподобных сигналов. Шумоподобные фазо-манипулированные сигналы (ФМС) в настоящее время наиболее широко применяются для передачи информации в различных гидроакустических системах [1 - 3]. Для обеспечения указанных высоких функциональных требований при построении современных гидроакустических трактов наблюдается очевидная тенденция к использованию частоты дискретизации сигнала намного большей, чем частота Найквиста, то есть при выборке с запасом по частоте [4]. В селективной системе цифровой фильтрации задача избирательности приемного гидроакустического тракта также может быть решена цифровым фильтром с амплитудно-частотной характеристикой (АЧХ), близкой к гауссовой кривой.

Безусловными достоинствами гауссовых фильтров являются:

- импульсная характеристика селективного фильтра также описывается гауссовой функцией, что определяет минимальное из всех возможных значение базы гауссова фильтра, как произведения полосы пропускания на длительность импульсного отклика. Это, в свою очередь, определяет минимальную инерционность гауссовых фильтров, минимальное время расчёта отклика;
- специфическая гладкость гауссовой АЧХ определяет высокую линейность фазо-частотной характеристики (ФЧХ) фильтра, то есть минимальные фазовые и дисперсионные искажения при приеме полезного сигнала.

Типовая схема сигнального тракта гидроакустической приёмной станции состоит из аналоговой и цифровой частей. В цифровой части приёмного тракта основная селекция ФМС осуществляется гауссовым БИХ-фильтром, после чего выделенный полезный сигнал поступает в цифровой блок принятия решений. В данной статье рассматриваются основные вопросы моделирования и синтеза узкополосного гауссова БИХ-фильтра при использовании выборки с запасом по частоте. Если F_{max} является самым высокочастотным компонентом сигнала, то коэффициент перевыборки целесообразно определить как отношение действительной частоты дискретизации F_s к частоте дискретизации по Котельникову:

$$K_n = \frac{F_s}{F_s^K} = \frac{F_s}{2F_{max}}. \quad (1)$$

Как известно, эффективный синтез гауссовых цифровых фильтров по совокупности требуемых противоречивых характеристик в многомерном дискретном простран-

$$\alpha = \frac{(2\Delta f_{0.7})^2}{4 \ln \sqrt{2}}. \quad (5)$$

Целевая функция задачи синтеза задавалась среднеквадратичным отклонением текущей АЧХ фильтра от требуемой гауссовой кривой:

$$f(X) = \frac{1}{p} \cdot \sum_{i=1}^p [y(X) - y^r]^2, \quad (6)$$

где X – вектор варьируемых коэффициентов фильтра.

Задача дискретного программирования (7) записывалась как задача минимизации целевой функции (6) на дискретном множестве Ω векторного 20-мерного аргумента $X=(x_1, x_2, \dots, x_{20})$ при выполнении прямых ограничений (8) на коэффициенты формата ФТ, ограничений устойчивости (9) по полюсам коэффициента передачи БИХ-фильтра, а также условия каскадного масштабирования (10) гауссова фильтра:

$$f(X) \rightarrow \min_{X \in \Omega}, \quad (7)$$

$$|x_i| < 1, \quad i = \overline{1, 20}, \quad (8)$$

$$|Z_{pj}| < 0.97, \quad (9)$$

$$1 < |H_k(z)| < 2, \quad k = \overline{1, 4}. \quad (10)$$

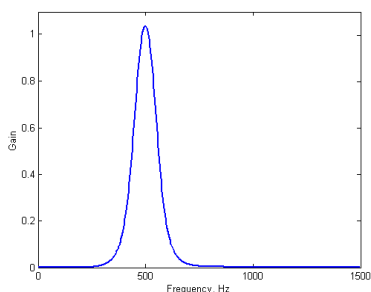
Результаты дискретного синтеза

В таблице приведены оптимальные значения квантованных 12-битовых вещественных коэффициентов формата 12.11 передаточной функции гауссова БИХ-фильтра.

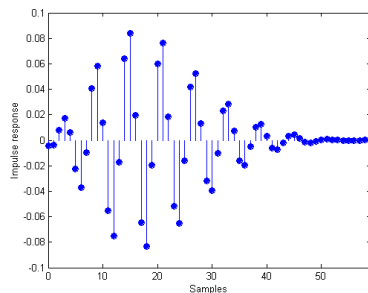
Табл.

m	a_1	a_2	b_0	b_1	b_2
1	-0.97509765625	0.72070312500	-0.22314453125	0.13330078125	0.14111328125
2	-0.73486328125	0.79687500000	0.20556640625	-0.36865234375	0.19580078125
3	-0.81982421875	0.70800781250	-0.29003906250	0.07031250000	0.01513671875
4	-0.97851562500	0.74707031250	-0.31689453125	0.00732421875	-0.22314453125

Данные коэффициенты с помощью m-файла загружались в пакет MATLAB для анализа характеристик синтезированного гауссова фильтра во временной и частотной области (рис.). Как видно, АЧХ фильтра с высокой степенью точности соответствовало гауссовому закону (5), при этом в полосе пропускания фильтра максимальное отклонение ФЧХ от линейного закона не превышало 2°. Инерционность фильтра составляла 19 семплов по задержке его импульсного отклика (рис.б). Таким образом, моделирование оптимального решения в пакете MATLAB полностью подтвердило соответствие частотных характеристик гауссова фильтра, полученных дискретным поисковым синтезом.



а) АЧХ



б) импульсная характеристика

Рис.

Экспериментальные измерения характеристик 12-разрядного узкополосного гауссова БИХ-фильтра вполне соответствуют данным моделирования и синтеза.

Заключение

В системах гидроакустической связи для цифровой фильтрации шумоподобных фазо-манипулированных сигналов наиболее целесообразно использовать цифровые БИХ-фильтры с гауссовой АЧХ при выборке с запасом по частоте. Кроме хороших избирательных свойств, такой цифровой фильтр имеет минимальную инерционность и линейную фазочастотную характеристику, необходимую для минимизации искажений при приёме шумоподобных сигналов.

- [1] Лукин Г.С. // Естественные и технические науки. 2015. № 6 (84). С. 332.
- [2] Бобровский И.В., Яготинец В.П. // Гидроакустика. 2015. № 23(2). С. 52.
- [3] Сатаев В.В., Аникин М.А. // Радиотехнические и телекоммуникационные системы. 2022. №1.
- [4] Emmanuel C. Ifeachor, Barrie W. Jervis. Digital Signal Processing: A Practical Approach (2nd Edition). – Harlow: Pearson Education, 2002.
- [5] Воинов Б.С., Бугров В.Н., Воинов Б.Б. Информационные технологии и системы: поиск оптимальных, оригинальных и рациональных решений. – М.: Наука, 2003. 200 с.

ПРИМЕНЕНИЕ ТГЦ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ГАЗОВОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ БАКТЕРИАЛЬНЫХ БИОПЛЕНОК

В.Д. Черняев¹⁾, В.А. Анфертьев^{1, 2)}, М.Б. Черняева^{1, 2)}

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ИФМ РАН

Введение

Бактериальные биопленки – слой бактерий, которые могут формироваться на поверхности различных объектов, в том числе биологического происхождения.

Биопленки могут быть как полезными (микрофлора кишечника, биопленки, очищающие почву и воду от загрязнений), так и вредными для живых организмов и окружающей среды. Биопленки формируются в организме человека (на зубах, имплантах, ранах и протезах и др.) при различных инфекционных патологиях. Течение инфекционных болезней может протекать с осложнениями именно из-за формирования в организме микробных биопленок. С биопленочными инфекциями связаны многие хронические заболевания – муковисцидозная пневмония, средний отит, патология зубов и околозубных тканей, остеомиелит, инфекции мочевыводящих путей и другие. Считается, что до 80 % всех бактериальных инфекций человека связаны с образованием биопленок. [1] Сформированная биопленка защищает сформировавшие ее микроорганизмы от воздействий окружающей среды, что делает биопленки устойчивыми к проводимой терапии (например, к антибиотикам).

Изучение биопленок и состава их метаболитов (веществ, формирующихся в процессе жизнедеятельности бактерий) в настоящее время вызывает огромный интерес исследователей. Выявление метаболического состава колонии бактерий, формирующих биопленку, может позволить выявлять биопленки на более ранних стадиях формирования, а также способствовать созданию методов борьбы с ними.

Спектроскопия ТГц диапазона на нестационарных эффектах является одним из подходов, позволяющих обнаружить вещества в низких концентрациях. Реализация метода спектроскопии на нестационарных эффектах может осуществляться с помощью режима быстрого свипирования частоты зондирующего излучения [2]. Этот метод позволяет обеспечить практически одновременную регистрацию линий поглощения, лежащих в сканируемом спектральном диапазоне, по которым могут быть идентифицированы вещества, находящиеся в исследуемой газовой смеси. В докладе представлены результаты применения метода ТГц газовой спектроскопии для определения компонентного **состава** продуктов терморазложения бактериальной биопленки, образованной золотистым стафилококком (*Staphylococcus aureus*). Полученные данные впоследствии будут использованы для выявления наборов веществ-маркеров, характерных для золотистого стафилококка.

Спектрометр на основе эффекта быстрого свипирования частоты

В данной работе для изучения состава газовой смеси применялся метод ТГц газовой спектроскопии, реализованного путем быстрого свипирования частоты [2]. В этом

режиме частота источника зондирующего излучения перестраивается через линию молекулярного резонанса за времена существенно меньшие, чем время молекулярной релаксации.

Блок-схема спектрометра представлена на рис. 1. Генератором электромагнитных СВЧ колебаний в спектрометре является лампа обратной волны (ЛОВ) диапазона 118 – 175 ГГц. При помощи широкополосной системы ФАПЧ стабилизирующая частота опорного синтезатора частоты переносится в диапазон ЛОВ с малыми искажениями. Далее излучение проходит через ячейку с образцом исследуемого газа, взаимодействует с ним и поступает на детектор. Сигнал с детектора после усилителя и аналого-цифрового преобразователя (АЦП) содержит информацию о линиях поглощения веществ, которые присутствовали в образце исследуемой газовой смеси. Для уменьшения шумов приёмника и повышения чувствительности спектрометра производится накопление сигнала (сначала аппаратное, а потом компьютерное).

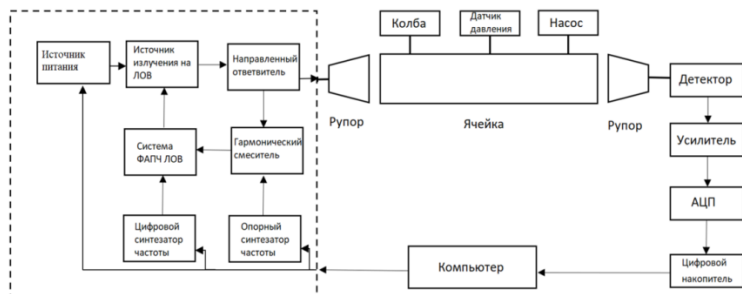


Рис. 1

Применение ТГц нестационарной газовой спектроскопии для исследования многокомпонентной газовой смеси позволяет выявить состав газовой смеси продуктов термического разложения образца по наличию специфических линий поглощения вращательного спектра, являющихся однозначными характеристиками конкретных веществ. Линии поглощения, регистрируемые детектором, в режиме быстрого свипирования, представляют собой биения между двумя сигналами (во временной области): спадающего по экспоненте сигнала от линии и линейно модулированного по частоте сигнала источника, прошедшего через ячейку.

Результаты исследования образца биопленки

В работе исследовался состав продуктов терморазложения образца, представляющего собой выращенную колонию бактерий золотистого стафилококка (*Staphylococcus aureus*). Золотистый стафилококк представляет собой шаровидные грамположительные бактерии из рода стафилококков. Около 25–40 % населения являются постоянными носителями этого вида бактерий, которые могут сохраняться на кожных покровах и слизистых оболочках верхних дыхательных путей [3]. Образцы предоставлены ФБУН «Нижегородский научно-исследовательский институт эпидемиологии и микробиологии им. акад. И.Н. Блохиной» и ГБУЗ НО «ДГКБ №1 Приокского района» (г. Нижний Новгород).

Эксперимент проходил следующим образом. Образец биоупленки, выращенной на агаре, помещался в колбу, и далее происходила его вакуумная сушка. После этого прописывался спектр предварительно вакуумированной до давления 10^{-4} мбар ячейки без напуска исследуемой смеси, чтобы исключить в итоговом спектре «артефакты» и шумы. Далее осуществлялся нагрев образца, и смесь паров напускалась в ячейку до рабочего давления $5 \cdot 10^{-2} - 1 \cdot 10^{-1}$ мбар. Затем записывался спектр излучения, прошедшего через ячейку, содержащую исследуемую многокомпонентную газовую смесь паров, полученных в результате нагрева биоупленки. Данная процедура повторяется несколько раз, для более точного определения состава образца.

В определенном диапазоне частот, выбираемом для проведения измерений, или во всем рабочем диапазоне спектрометра лежат строго фиксированные линии поглощения для конкретных веществ. Коэффициент линии поглощения пропорционален концентрации. И, если проводить измерения при одном и том же рабочем давлении, что обеспечивает одну и ту же ширину линии поглощения, то по «размаху» между минимумом и максимумом характерной линии поглощения, записанной в режиме быстрого свипирования, можно делать качественный вывод об увеличении или уменьшении содержания конкретного соединения в многокомпонентной газовой смеси. Кроме того, если для конкретного вещества в данном спектральном диапазоне присутствуют линии поглощения с разной силой линии, то при увеличении концентрации данного вещества в исследуемой смеси более слабые линии поглощения будут превышать уровень шумов и будут зарегистрированы. Поэтому информативным признаком для качественного анализа состава может служить количество линий, зарегистрированных в измерениях спектра многокомпонентной газовой смеси продуктов терморазложения биоупленки.

Сопоставив полученные в результате эксперимента линии поглощения с данными из каталогов [4], можно сделать вывод о составе паров образцов.

Табл.

Спирты	Пропанол-1 (C_3H_7OH), этиленгликоль, пропиленгликоль
Кислоты	Аланин, муравьиная кислота ($HC(O)NH_2$), уксусная кислота (CH_3COOH)
Нитрилы	Цианбутаны, бутиронитрил (C_3H_7CN), гидроксиацетонитрил ($HOCH_2CN$)
Неорганические соединения	Сероводород (H_2S)
Амины	Этанолламин ($HOCH_2C(O)NH_2$)
Соли	Мочевина

В смеси продуктов терморазложения выявлены вещества разных классов (табл.), являющиеся продуктами термораспада более тяжелых химических соединений. Диаграмма, представляющая количество линий поглощения вращательного спектра для каждого конкретного вещества, появляющегося при нагреве образца, зарегистрированных в рабочем диапазоне спектрометра с быстрым свипированием по частоте, приведена на рис. 2. При проведении предварительных измерений состава продуктов терморазложения агара были выявлены уксусная кислота, гликольальдегид и метанол, поэтому уксусная кислота (на рис. 2 и в табл.) относится к продуктам, терморазложения агара.

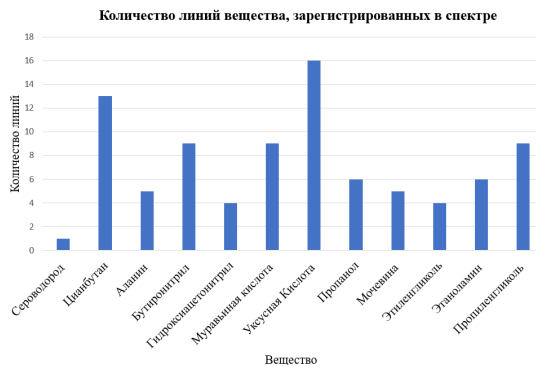


Рис. 2

Заключение

Были проведены измерения ТГц спектра газообразных продуктов терморазложения бактериальной пленки, образованной золотистым стафилококком (*Staphylococcus aureus*). В смеси продуктов терморазложения выявлены вещества разных классов, представляющие продукты терморазложения более тяжелых химических соединений. Исследование бактериальных биопленок в ИФМ РАН продолжается. Полученные в ходе работы результаты войдут в состав данных, которые будут использованы для выявления метаболитов, характерных для пленки, образованной золотистым стафилококком.

- [1] Марданова А.М. и др. // БИОПЛЕНКИ: Основные принципы организации и методы исследования. 2016.
- [2] Вакс В.Л. и др. // О возможности продвижении метода нестационарной газовой спектроскопии, реализованного путем быстрого свипирования частоты, вверх по ТГц диапазону, в печати.
- [3] Kluytmans J. et al. // Nasal carriage of *Staphylococcus aureus*. 1997.
- [4] Pickett H.M. et al. Submillimeter. // California Institute of Technology. <http://spec.jpl.nasa.gov/ftp/pub/catalog/catform.html>

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ТГЦ ККЛ

К.Ю. Седов¹⁾, В.А. Анфертьев^{1, 2)}, М.Б. Черняева^{1, 2)}

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ИФМ РАН

Введение

Малые концентрации детектируемых газов, а также сложный состав многокомпонентных газовых смесей (например, атмосферный воздух, выдыхаемый воздух, «запахи» биологических тканей и т.д.) [1] налагают жесткие требования на характеристики ТГц спектроскопической аппаратуры прямого обнаружения микропримесей: чувствительность по концентрации на уровне единиц ррб, высокая разрешающая способность (десятки кГц). Кроме того, прибор, предназначенный для работы в реальных условиях, должен обладать высоким быстродействием и быть прост в эксплуатации.

На сегодняшний день всем вышеперечисленным требованиям удовлетворяет метод нестационарной ТГц газовой спектроскопии, обеспечивающий наилучшее приближение к теоретическому пределу чувствительности, а также частотное разрешение, ограниченное лишь эффектом Доплера. Практически реализуемая чувствительность таких спектрометров составляет в сканирующем режиме порядка 0.2 ррб. Кроме высокой чувствительности и спектрального разрешения, такие приборы имеют время измерения порядка 1–2 с, что позволяет проводить анализ в режиме реального времени. Продвижение этого метода в ТГц частотный диапазон позволяет повысить чувствительность анализа и, следовательно, достоверность метода обнаружения микропримесей, т.к. именно в этом диапазоне находятся наиболее интенсивные линии поглощения многих газов. [2,3] В ТГц диапазоне лежат линии, вращательного спектра, по регистрации которых можно проводить обнаружение веществ в многокомпонентных газовых смесях.

Для реализации методов прецизионной спектроскопии в ТГц-диапазоне необходимы, прежде всего, высокостабильные источники излучения, обеспечивающие плавную перестройку частоты в широком спектральном диапазоне. Кроме того, нужны высокочувствительные детекторы ТГц-излучения с хорошим быстродействием. [3]

К перспективным для спектроскопии источникам излучения ТГц диапазона относятся квантовые каскадные лазеры (ККЛ) [4]. ККЛ представляет собой помещенную в волновод многослойную гетероструктуру, поперек которой пропускается электрический ток, т. е. перпендикулярно слоям. Структура состоит из чередующихся активных областей, в которых происходит излучение фотонов, и инжекционных областей, через которые носители резонансно туннелируют до следующей активной области. Преодолевая каждый каскад, электрон испускает фотон. За проход через ККЛ один электрон испускает множество фотонов одной частоты. Для применения ККЛ в качестве источника излучения необходимо знать его характеристики, чтобы осуществлять контроль частоты лазера и ее перестройку.

Целью работы являлось исследование характеристик ККЛ для дальнейшего использования его в качестве источника ТГц излучения для спектроскопии.

Исследование характеристик ТГц ККЛ

Дизайн, по которому изготовлен исследуемый ККЛ, был разработан в [5], где описан ККЛ, излучающего с частотой вблизи 2 ТГц. В данной работе представлены результаты исследования ККЛ со следующими характеристиками, заявленными изготовителем:

- Частота генерации вблизи 2 ТГц
- Перестройка в непрерывном режиме - сотни МГц (в районе 2.006–2.007 ТГц)
- Рабочая температура - 20К.

Для измерения мощности лазера использовалось 2 схемы:

- Схема с детектором на диоде с барьером Шоттки (ДБШ),
- Схема с ячейкой Голея (ЯГ).

Блок-схема установки для исследования мощностных характеристик ККЛ с детектором на ДБШ представлена на рис. 1а. Напряжение на ККЛ поступает с источника питания через коммутатор, который управляется генератором сигналов. На пути излучения, генерируемого ККЛ, в криостате размещено параболическое зеркало, для создания пучка квазипараллельных лучей. Далее квазипараллельный пучок попадает на второе зеркало, которое собирает пучок на детектор с ДБШ. Полученный сигнал наблюдается на осциллографе.

Лазер может работать в непрерывном (и, следовательно, в импульсном) режиме. Для проверки возможности работы в непрерывном режиме осуществляется импульсное питание ККЛ с постепенным увеличением длительности импульса с сохранением постоянной частоты их следования. На осциллографе наблюдается амплитуда сигнала. При достижении коэффициента заполнения 99%, без существенного понижения амплитуды сигнала с детектора можно считать, что питание лазера от источника тока квазинепрерывно.

Детектор на ДБШ охарактеризован производителем для более низкого частотного диапазона (до 1 ТГц). Если же подавать на детектор на ДБШ сигнал частотой порядка 2 ТГц, чувствительность детектора значительно снижается (составляет единицы-десятки В/Вт), однако для наших целей ее вполне достаточно.

Целью первого эксперимента был выбор оптимального питания ККЛ и положение детектора для достижения максимальной принимаемой мощности. Для количественного измерения мощности использовался стенд с ЯГ.

Блок-схема установки для исследования мощностных характеристик ККЛ с ЯГ представлена на рис.1б. В этой схеме использовали квазинепрерывный режим работы ККЛ. Частота модуляции питания ККЛ составляла 30 Гц при коэффициенте заполнения 50% (меандр). При заданных условиях известна чувствительность ЯГ. В ходе эксперимента было установлено, что ЯГ входит в насыщение, поэтому для ослабления сигнала был установлен аттенуатор, пропускающий 10% излучения.

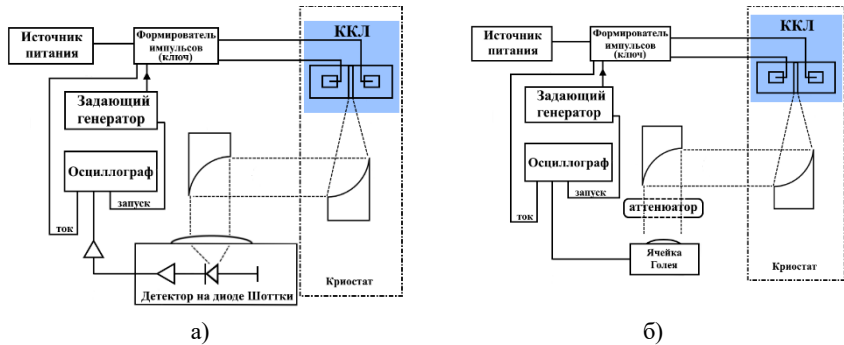


Рис. 1

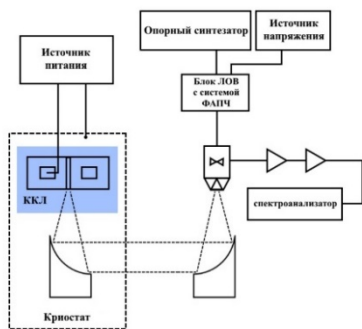


Рис. 2

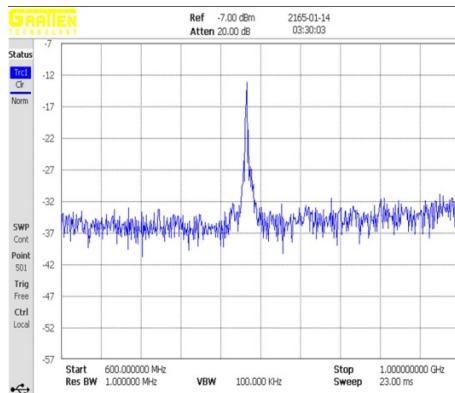
На рис. 2 представлены осциллограммы, тока через ККЛ (фиолетовая кривая), и сигнал, принимаемый с ЯГ (зеленая кривая). Измеренное значение напряжения составило 400 мВ. При этом коэффициент усиления ячейки Голея составил $9000 \frac{\text{В}}{\text{Вт}}$. В измерениях использовался аттенуатор, который пропускает 10% пучка. При данных значениях полученная мощность сигнала ККЛ $P = 0,44 \text{ мВт}$.

Измерение перестройки частоты лазера гетеродинным методом

Блок-схема установки для измерения перестройки частоты ККЛ гетеродинным методом представлена на рис. 3а. На смеситель через рупорную антенну поступает излучение ККЛ, а через волноводный вход смесителя поступает излучение с лампы обратной волны (ЛОВ). На нелинейном элементе происходит смешивание 12-й гармоники излучения ЛОВ и излучения ККЛ, в результате чего на выходе получается сигнал промежуточной частоты (ПЧ), который после усиления поступает на анализатор спектра. На экране последнего наблюдаем появление сигнала ПЧ с частотой $\sim 780 \text{ МГц}$.



а) Блок-схема измерения сигнала ПЧ



б) Спектр сигнала ПЧ

Рис. 3

Для стабилизации работы ЛОВ оснащена системой фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ), компенсирующей уход частоты (фазы) ЛОВ. Поэтому нестабильность наблюдаемого в результате спектра ПЧ обусловлена только уходом самого ККЛ. Спектр сигнала ПЧ представлен на рис. 3б.

По измеренной ПЧ была вычислена частота ЛОВ и затем частота ККЛ: $f_{\text{ЛОВ}} \approx 167,304$ ГГц, $f_{\text{ККЛ}} \approx 2008,428$ ГГц. Нужно отметить, что ККЛ в зависимости от условий работы (температура, питающий ток) может переходить на другую моду излучения. В данном эксперименте либо удалось оптимально настроиться на 2008 ГГц моду ККЛ, либо эта мода в течение эксперимента превалировала.

Заключение

В ходе работы был исследован ККЛ, работающий вблизи 2 ТГц. С использованием двух измерительных схем (с детектором на диоде Шоттки и с ячейкой Голея) были изучены мощностные и частотные характеристики ТГц ККЛ.

Измеренная мощность лазера достаточна для создания спектрометра ТГц частотного диапазона.

- [1] Абрамов П.И., Кузнецов Е.В., Скворцов Л.А., Скворцова М.И. // Журнал прикладной спектроскопии. Т. 86, № 1. С. 6.
- [2] Вакс В.Л. и др. // Вестник Нижегородского университета им. Н. И. Лобачевского. 2011. № 6 (1). С. 93.
- [3] Вакс В.Л. и др. // Успехи физических наук. 2020. Т. 190. С. 765.
- [4] Williams B. // Nature Photonics. 2007. Vol. 1. P. 517.
- [5] Barbieri S. et al. // Appl. Phys. Lett. 2004. Vol. 85. P. 1674.

ОЦЕНКА КОГЕРЕНТНЫХ СВОЙСТВ СИСТЕМЫ МЕЖПЕРИОДНОЙ ОБРАБОТКИ ПАЧКИ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ ИМПУЛЬСОВ

Е.В. Леговцова

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В зависимости от когерентных свойств принимаемой пачки импульсов синтез межпериодной обработки может решаться различными способами. Один из подходов к синтезу межпериодной обработки состоит в ее разбиении на две части: когерентное подавление пассивной помехи с последующим когерентным (полностью когерентная межпериодная обработка) и некогерентным (частично когерентная межпериодная обработка) накоплением пачки импульсов.

В частично когерентной межпериодной обработке происходит когерентное подавление пассивной помехи в системе селекции движущихся целей (СДЦ) с использованием режекторных фильтров n -го порядка (РФ), амплитудное детектирование (АД), некогерентное накопление (НН) пачки импульсов и обнаружение полезного сигнала в пороговом устройстве (ПУ) [1]. Структурная схема обработки в этом случае имеет вид, приведенный на рис. 1.

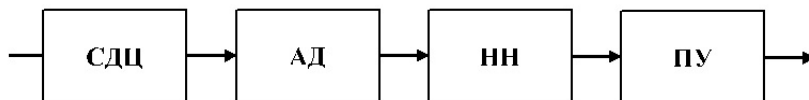


Рис. 1

Такой способ межпериодной фильтрации применяется в том случае, когда интервал временной когерентности принимаемой пачки импульсов значительно меньше её длительности. При этом подавление пассивной помехи эффективно только в пределах интервала когерентности. Весовой вектор режекторного фильтра пассивной помехи (РФ) вектор можно представить в виде [2]:

$$W_{РФ} = R^{-1}Q_n, \quad (1)$$

где R – корреляционная матрица (КМ) вектора пассивной помехи, Q_n – вектор, n -ая компонента которого равна единице, а остальные – нулю.

При условии достаточно высокой степени когерентности всей принимаемой пачки импульсов межпериодная временная обработка сигналов может быть реализована полностью когерентным способом. В данном случае используется когерентный накопитель пачки импульсов (КН), который представляет собой набор доплеровских фильтров, каждый из которых согласован с полезным сигналом с определённой частотой Доплера. Структурная схема полностью когерентной межпериодной временной обработки приведена на рис. 2.

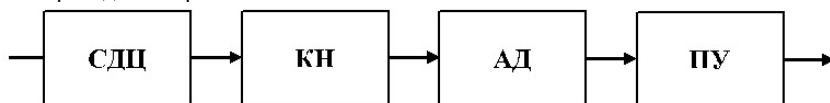


Рис. 2

Частотная характеристика межпериодной обработки имеет в данном случае вид [2]:

$$\mathbf{W} = \mathbf{R}^{-1}\mathbf{S}(\omega_0), \quad (2)$$

где \mathbf{R} – корреляционная матрица суммы векторов пассивной помехи и собственного шума, $\mathbf{S}(\omega_0)$ – вектор полезного сигнала, ω_0 – частота Доплера полезного сигнала.

В работах [3-5] был предложен и реализован квазиоптимальный проекционный метод межпериодной доплеровской фильтрации. Весовой вектор проекционной межпериодной обработки имеет вид:

$$\mathbf{W} = (\mathbf{I} - \mathbf{P})\mathbf{S}(\omega), \quad (3)$$

где \mathbf{I} – единичная матрица, $\mathbf{P} = \mathbf{M}(\mathbf{M}^*\mathbf{M})^{-1}\mathbf{M}^*$ – матрица-проектор на подпространство помехи, * – знак эрмитова сопряжения, $\mathbf{M} = [\mathbf{X}(\omega_1), \mathbf{X}(\omega_2), \dots, \mathbf{X}(\omega_M)]$ – матрица, составленная из вектор-столбцов сигналов, частоты Доплера которых $\omega_1, \dots, \omega_M$ с некоторым шагом перекрывают диапазон частот пассивной помехи.

Очевидно, что полностью когерентная обработка является наиболее затратной в вычислительном плане и её применение может быть обосновано только при условии высокой степени когерентности принимаемой пачки импульсов. Таким образом, необходима оценка степени когерентности обрабатываемой пачки импульсов.

В качестве количественной меры степени когерентности принимаемого сигнала используем энтропию H распределения энергии сигнала по собственным числам его корреляционной матрицы Φ . В соответствии с [6] показатель энтропии равен:

$$H = -\sum_{i=1}^N \lambda_{0i} \ln(\lambda_{0i}), \quad (4)$$

где $\lambda_{0i} = \lambda_i / \text{Sp } \Phi$ – нормированные собственные значения матрицы Φ ; $\text{Sp } \Phi$ – след (сумма диагональных элементов) матрицы Φ .

В случае детерминированного сигнала КМ имеет единичный ранг и её нормированные собственные значения равны $\lambda_{01} = 1, \lambda_{02} = \dots = \lambda_{0N} = 0$. При этом энтропия $H \rightarrow 0$, то есть детерминированный сигнал является полностью когерентным. В случае случайного гауссового процесса с равными по мощности и некоррелированными компонентами КМ является диагональной с равными между собой элементами главной диагонали. Нормированные собственные значения $\lambda_{01} = \dots = \lambda_{0N} = \frac{1}{N}$, а энтропия равна $H = \ln(N)$.

Методом численного моделирования была получена зависимость коэффициента подавления пассивной помехи проекционного метода от степени когерентности пачки импульсов (рис. 3). Количество импульсов в пачке $N=20$. Для $N=20$ процесс становится полностью некогерентным при $H = \ln(N) = 3$. Как видно из рис. 3 достаточно высокий коэффициент подавления, соответствующий современным требованиям к радиолокационным системам (больше 50-60 дБ) достигается при высокой степени когерентности принимаемой пачки ($H < 10^{-5}$).

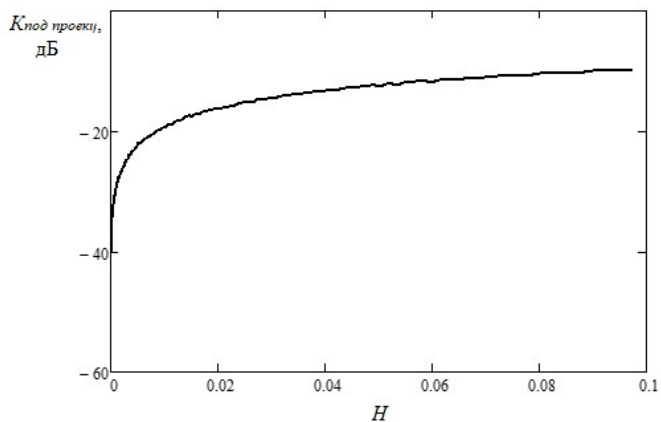


Рис. 3

Также методом численного моделирования была получена зависимость коэффициента подавления пассивной помехи оптимального (пунктирная линия) и проекционного (сплошная линия) методов от флуктуаций нормированной частоты $f/\Delta f$, $\Delta f=1/N$. Количество импульсов в пачке $N = 10, 20, 30, 50$ (рис. 4-7).

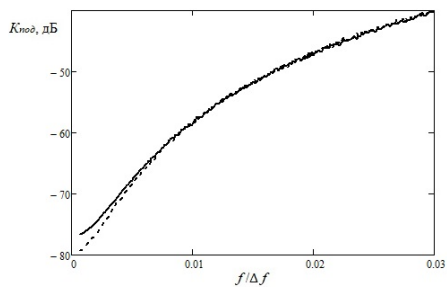


Рис. 4

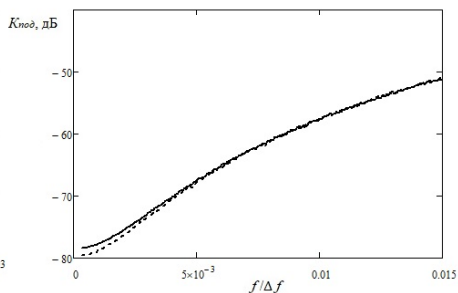


Рис. 5

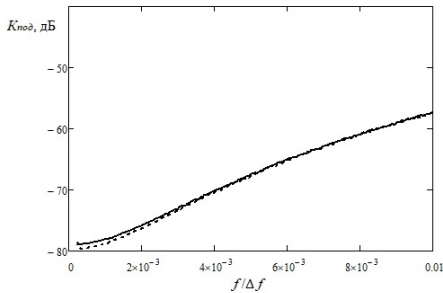


Рис. 6

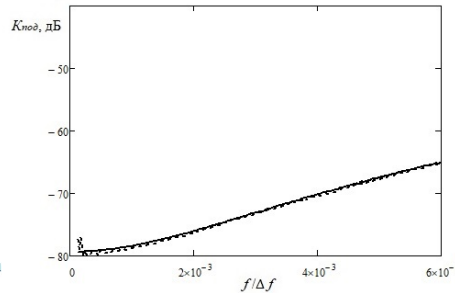


Рис. 7

В работе [4] было показано, при значениях случайной частоты равных $\sigma_f \approx 0.3\Delta f$ процесс при ОСШ $q \rightarrow \infty$ можно считать когерентным. Из рисунков видно, что коэффициент подавления больше 50-60 дБ достигается при данных значениях флуктуаций частоты, т.е. при высокой степени когерентности принимаемого процесса.

Работа выполнена в рамках научного проекта «Интеллектуальные системы контроля воздушного пространства» Передовой инженерной школы ННГУ им. Н.И. Лобачевского.

- [1] Проскурин В.И. // Радиотехника и электроника. 1992. № 7. С. 1227.
- [2] Ширман Я.Д., Манжос В.Н. Теория и техника обработки радиолокационной информации на фоне помех. – М.: Радио и связь, 1981, 416 с.
- [3] Фитасов Е.С., Леговцова Е.В., Пальгуев Д.А., Козлов С.А., Саберов А.Г., Борзов А.Б., Васильев Д.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2021. Т. 64, № 4. С. 331.
- [4] Фитасов Е.С., Орлов И.Я., Леговцова Е.В., Насонов В.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2021. Т. 64, № 1. С. 69.
- [5] Фитасов Е.С., Леговцова Е.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2021. Т. 65, № 7. С. 590.
- [6] Михеев П.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2006. Т. 49, № 1. С. 82.

ОЦЕНКА ХАРАКТЕРИСТИК ОБНАРУЖЕНИЯ КОГЕРЕНТНОЙ ПАЧКИ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ ИМПУЛЬСОВ НА ФОНЕ АКТИВНЫХ ШУМОВЫХ ПОМЕХ НА ОСНОВЕ ОБОБЩЕННОГО ОТНОШЕНИЯ МАКСИМАЛЬНОГО ПРАВДОПОДОБИЯ

О.Е. Кудряшова¹⁾, В.В. Насонов^{1, 2)}

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ Ярославское высшее военное училище противовоздушной обороны

В настоящее время достаточно хорошо разработаны аналитические методы вычисления пороговых значений решающих статистик в задачах обнаружения сигналов, получаемых на основе обобщенного отношения правдоподобия, в том числе для коротких выборок и малых отношений сигнал/шум [1-3]. В работе [1] было получено аналитическое выражение для GLR-статистики обнаружения пространственно-когерентных и частично-когерентных сигналов на фоне среднееоднородных и сильнонеоднородных шумов. Однако, в данных работах полученные решающие GLR статистики, в основном, рассматривались применительно к пространственной обработке сигналов в антенных решетках. При этом, существует ряд практических задач, в которых представляется интересным рассмотреть применение данного подхода во временной обработке радиолокационных сигналов, например, при обнаружении когерентной пачки радиолокационных импульсов на фоне собственного шума и помех различного происхождения. Например, данная задача возникает при обнаружении радиолокационных сигналов на фоне активных шумовых помех (АШП). На практике в существующих РЛС системы обнаружения сигналов строятся, как правило, по схеме согласованной фильтрации на фоне гауссового шума. Однако, помеха на выходе автокомпенсатора (АК) АШП будет представлять собой неоднородный по времени шум. Таким образом, после подавления АШП обнаружение полезного сигнала будет проводится на фоне неоднородного шума. Таким образом, при неоднородной помехи (шуме) схема согласованной фильтрации не будет являться оптимальной и, соответственно, будут потери в обнаружение полезного сигнала.

Таким образом, представляет интерес провести оценку характеристик обнаружения радиолокационных сигналов на фоне АШП на выходе системы компенсации помех как обнаружение пространственно-когерентных и частично-когерентных сигналов на фоне слабееоднородных, среднееоднородных и сильнонеоднородных шумов.

Пусть на вход приёмника радиолокационной системы поступает пачка из p импульсов, представляющая собой аддитивную смесь полезного сигнала \mathbf{s} и неоднородного шума \mathbf{z} . Считая, что собственный шум, распределенный по гауссовскому закону, существенно мал по сравнению с неоднородным шумом, сигнал, поступающий на вход приёмника, можно записать в следующем виде

$$\mathbf{x} = \mathbf{s} + \mathbf{z}. \quad (1)$$

Комплексная амплитуда отражённого радиолокационного сигнала определяется вектором

$$\mathbf{s} = [e^{-j(fT)}, e^{-j(2fT)}, \dots, e^{-j(pfT)}]^*, \quad (2)$$

где T – период зондирования радиолокационных импульсов; p – количество импульсов в принимаемой пачке сигналов; f – частота Доплера; знак $*$ – эрмитово сопряжение.

Корреляционная матрица принимаемого полезного сигнала будет иметь вид

$$\mathbf{R} = \langle \mathbf{s}\mathbf{s}^* \rangle, \quad (3)$$

где $\langle \rangle$ – знак статистического усреднения.

Корреляционная матрица неоднородного шума \mathbf{A} будет иметь вид

$$\mathbf{A} = \langle \mathbf{z}\mathbf{z}^* \rangle = \sigma_z^2 \mathbf{I} = \begin{pmatrix} \sigma_{11}^2 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \sigma_{22}^2 & & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & \sigma_{NN}^2 \end{pmatrix},$$

где σ_z^2 – мощность каждой из компонент вектора \mathbf{z} .

С учетом собственного шума единичной мощности $\sigma^2 = 1$ корреляционная матрица сигнала \mathbf{x} будет иметь вид:

$$\mathbf{M} = \mathbf{R} + \mathbf{A}. \quad (4)$$

Максимально правдоподобная оценка корреляционной матрицы \mathbf{M} получается в соответствии с выражением:

$$\hat{\mathbf{M}} = \frac{1}{L} \sum_{i=1}^L \mathbf{x}(i)\mathbf{x}^*(i), \quad (5)$$

где $\mathbf{x}(i)$ – вектор процесса из N импульсов, получаемый из пачки в соответствии с выражением (1) с использованием «скачущего окна»; L – объём выборки (количество векторов $\mathbf{x}(i)$, $i = 1 \dots L$), используемой для получения оценки корреляционной матрицы сигнала. При этом, очевидно, должно выполняться условие

$$p = L \cdot N, \quad L \geq N. \quad (6)$$

Задачу обнаружения когерентной пачки радиолокационных импульсов можно сформулировать как классическую двухальтернативную задачу различения двух гипотез [1]:

$$H_0: \mathbf{x} = \mathbf{z}, \quad (7)$$

$$H_1: \mathbf{x} = \mathbf{s} + \mathbf{z}.$$

Отношения правдоподобия для гипотезы H_0 имеет вид [1]:

$$l = \frac{[\det(L\hat{\mathbf{M}})]^L}{\prod_{i=1}^N (a_{ij})^L}, \quad a_{ij} = L\hat{\sigma}_{ij}^2 = L \sum_{i=1}^L z_i z_i^* \quad (8)$$

где $\hat{\sigma}_{ij}^2$ – оценка наибольшего правдоподобия для мощности σ_z^2 .

С помощью численного моделирования оценим эффективность статистики (8) при обнаружении полезного сигнала на фоне активных шумовых помех, прошедших через систему компенсации (автокомпенсатор АШП).

Для сравнительного анализа воспользуемся статистикой обнаружения детерминированного сигнала на фоне однородного шума. Оптимальным решением данной задачи является сравнение с некоторым порогом максимального собственного числа λ_{\max} выборочной ковариационной матрицы \mathbf{M} .

Предположим, что канал обнаружения РЛС (рис. 1) содержит автокомпенсатор шумовой активной помехи (АК АШП), согласованный фильтр (СФ) одиночных импульсов, амплитудный детектор (АД) и пороговое устройство (ПУ).



Рис. 1

Пусть работа РЛС осуществляется по следующей временной диаграмме (рис. 2): время между двумя соседними импульсами зондирования (такт зондирования) делится на два этапа: 1 этап – анализ помеховой обстановки и вычисление коэффициентов W автокомпенсатора; 2 этап – излучение полезного сигнала, прием и компенсация помехи. На втором такте работы РЛС будет также реализовано аналогичных два этапа и т.д.

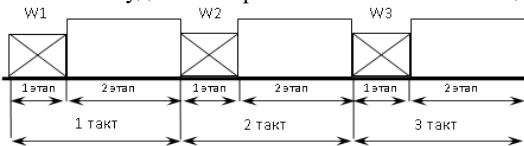


Рис. 2

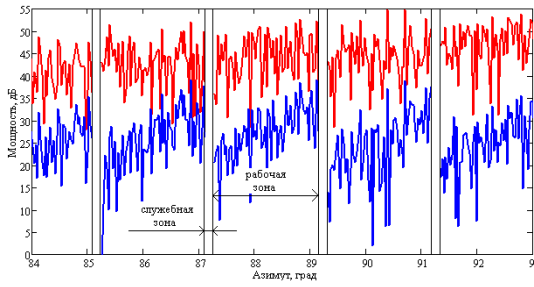


Рис. 3

РЛС, приведенной на рис. 2. Видно, что сигнал на выходе автокомпенсатора представляет собой неоднородный шум.

Было проведено численное моделирование для следующих параметров пачки радиолокационных импульсов: $N = 5$, $L = 5$, что соответствует длине пачки $p = 25$; вероятность ложной тревоги $P_{fr} = 10^{-3}$. Средняя мощность помехи на выходе автокомпенсатора (нескомпенсированная часть помехи) составляла 20 дБ. Для численного моделирования характеристик обнаружения, также без потери общности, огибающую процесса на выходе автокомпенсатора АШП в пределах одной рабочей зоны, соответственно диагональные элементы ковариационной матрицы \mathbf{A} неоднородного шума аппроксимируем выражением:

$$B(t, b) = \exp(-b^2 t^2),$$

Вследствие рассогласования параметров весовых коэффициентов автокомпенсатора шумовой помехи пространственному положению диаграммы направленности антенны и источника помехи из-за вращения антенны радиолокационной системы подавление АШП на выходе автокомпенсатора будет уменьшаться [4, 5].

В качестве иллюстрации, без потери общности, можно привести процессы на входе и выходе автокомпенсатора АШП (рис. 3), соответствующие временной диаграмме работы

где параметр b будет определять степень неоднородности шума. Положим, что при $b = 0.1$ – слабеоднородный шум, при $b = 0.3$ – среднееоднородный шум, при $b = 0.5$ – сильнонеоднородный шум.

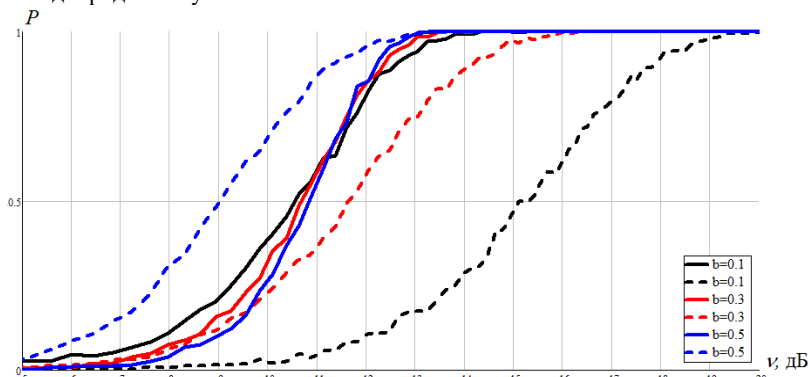


Рис. 4

На рис. 4 приведены характеристики обнаружения сигнала на выходе автокомпенсатора АШП. Прямыми кривыми обозначены статистики обнаружения детерминированного сигнала на фоне однородного шума (максимального собственного числа λ_{\max} выборочной корреляционной матрицы \mathbf{M}), пунктирными кривыми – статистики обнаружения в соответствии с выражением (8). Видно, что при наличии помехи (нескомпенсированной части помехи на выходе автокомпенсатора АШП), описываемой моделью сильнонеоднородного шума, выигрыш при использовании статистики обнаружения (8) по сравнению со статистикой обнаружения детерминированного сигнала на фоне однородного шума (максимального собственного числа λ_{\max} выборочной корреляционной матрицы \mathbf{M}) будет составлять до 2 дБ. При модели среднееоднородного шума статистика (8) будет проигрывать статистике λ_{\max} около 1 дБ, а при слабеоднородном шуме – до 4-5 дБ.

Таким образом, при обнаружении полезного сигнала на фоне нескомпенсированной части активной шумовой помехи, описываемой моделью сильнонеоднородного шума, предпочтительнее использовать статистику (8).

Работа выполнена в рамках научного проекта «Интеллектуальные системы контроля воздушного пространства» Передовой инженерной школы ННГУ им. Н.И. Лобачевского.

- [1] Болховская О.В., Мальцев А.А. // Известия вузов. Радиофизика. 2002. Т. 45. № 12. С. 1077.
- [2] Болховская О.В., Мальцев А.А., Родюшкин К.В. // Известия вузов. Радиофизика. 2004. Т. 47, № 8. С. 694.
- [3] Болховская О.В., Мальцев А.А., Родюшкин К.В. // Известия вузов. Радиофизика. 2005. Т. 48, № 5. С. 446.
- [4] Фитасов Е.С., Кудряшова О.Е., Леговцова Е.В., Насонов В.В. // Известия вузов. Радиофизика. 2022. Т. 65, № 2. С. 159.
- [5] Козлов С.А., Фитасов Е.С., Василенко Е.В., Насонов В.В. // Вестник Концерна ПВО «Алмаз-Антей». 2014. № 1(9). С. 45.

РАЗРЕШЕНИЕ ГРУППОВЫХ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ ЦЕЛЕЙ НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА СОБСТВЕННЫХ ЧИСЕЛ ВЫБОРОЧНОЙ КОРРЕЛЯЦИОННОЙ МАТРИЦЫ

О.Е. Кудряшова

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Для оценки числа источников сигналов, принимаемых антенной решеткой, известны методы, основанные на анализе собственных векторов и собственных чисел выборочной корреляционной матрицы. В основном, данные методы требуют априорного знания о количестве источников, а также аналитические результаты асимптотически справедливы для больших объемов выборок либо для мощных источников сигналов. Кроме того, выбор порога обнаружения второго сигнала (разрешения) часто затруднен, поскольку неизвестен закон распределения используемой решающей статистики и, как правило, при отсутствии аналитического выражения функции распределения используют результаты численного моделирования. В настоящее время достаточно хорошо разработаны аналитические методы вычисления пороговых значений решающих статистик (GLR статистик), получаемых на основе обобщенного отношения правдоподобия, в том числе для коротких выборок и малых отношений сигнал/шум [1-2].

Существуют практические задачи, в которых требуется разрешение двух и более источников сигналов при малых отношении сигнал/шум. Например, данная задача возникает при обнаружении групповой радиолокационной цели и определении числа целей в группе на дальней границе зоны обнаружения радиолокационной станции, т.е. при пороговых отношениях сигнал/шум.

Нахождение функции распределения максимального шумового собственного числа при наличии слабого источника сигнала (меньше 1–2 дБ) является достаточно сложной задачей. Поэтому, вследствие малых значений сигнальных собственных чисел и их слабого влияния на распределение шумовых собственных чисел, представляет интерес провести исследование по оценке возможности сравнения с порогом второго собственного числа корреляционной матрицы шума, т.е. в случае отсутствия источников сигнала, а также сравнение полученных результатов с асимптотическим выражением.

Интегральные функции распределения собственных чисел выборочной корреляционной матрицы антенной решетки

Рассмотрим задачу разрешения двух источников сигналов с помощью антенной решетки на фоне гауссовского шума как выбор одной из двух гипотез:

$$H_1: \mathbf{x} = \mathbf{n} + \mathbf{s}_1, \quad (1)$$

$$H_2: \mathbf{x} = \mathbf{n} + \mathbf{s}_1 + \mathbf{s}_2.$$

Здесь \mathbf{n} – вектор собственного шума элементов антенной решетки, \mathbf{s}_1 – вектор сигналов, принимаемых антенной решеткой от первого внешнего источника, \mathbf{s}_2 – вектор сигналов, принимаемых антенной решеткой от второго внешнего источника.

Оптимальное решение задачи разрешения источников (т.е. принятие гипотезы H_1 или H_2) основывается на сравнении с некоторым порогом h отношения правдоподобия:

$$l(\mathbf{x}_i) = \frac{\max_{\mathbf{p}_2} P(\mathbf{x}_i | H_2, \mathbf{p}_2)}{\max_{\mathbf{p}_1} P(\mathbf{x}_i | H_1, \mathbf{p}_1)}, \quad (2)$$

где \mathbf{x}_i ($i = 1 \dots L$) – выборка вектора сигнала, $P(\mathbf{x}_i | H_1, \mathbf{p}_1)$ – функция правдоподобия для гипотезы H_1 , $P(\mathbf{x}_i | H_2, \mathbf{p}_2)$ – функция правдоподобия для гипотезы H_2 , \mathbf{p}_1 – вектор неизвестных параметров при гипотезе H_1 , \mathbf{p}_2 – вектор неизвестных параметров при гипотезе H_2 , L – размер выборки.

Если $l(\mathbf{x}_i) > h$, то принимается гипотеза H_2 , т.е. решение о наличии двух сигналов. Если же $l(\mathbf{x}_i) < h$, то принимается гипотеза H_1 , т.е. решение о наличии только одного сигнала.

В этом случае, функции правдоподобия для гипотез H_1 и H_2 записываются в следующем виде [3]:

$$P(\mathbf{x}_i | H_{1,2}, \mathbf{M}_{1,2}) = \pi^{-LN} \cdot \det(\mathbf{M}_{1,2})^{-L} \cdot \exp[-LSp(\mathbf{M}_{1,2}^{-1} \hat{\mathbf{M}})], \quad (3)$$

$$\hat{\mathbf{M}} = \frac{1}{L} \sum_{i=1}^L \mathbf{x}_i \mathbf{x}_i^*. \quad (4)$$

Здесь \mathbf{M}_1 – корреляционная матрица вектора \mathbf{x} при гипотезе H_1 , \mathbf{M}_2 – корреляционная матрица вектора \mathbf{x} при гипотезе H_2 , $\langle * \rangle$ – знак эрмитова сопряжения.

Оптимальное разрешение сигналов с неизвестными волновыми фронтами заключается в сравнении с некоторым порогом λ_r второго собственного числа λ_2 выборочной корреляционной матрицы $\hat{\mathbf{M}}$ [3].

В случае наличия мощного источника внешнего излучения асимптотическое выражение для функции распределения максимального шумового собственного числа (второго собственного числа выборочной корреляционной матрицы) $F_{\lambda_2, H_1}(\lambda_r)$ записывается в виде [4]:

$$F_{\lambda_2, H_1}(\lambda_r) = \det \left[\frac{\gamma(L - N + i + j - 1, L\lambda)}{\Gamma(L - N + i) \cdot \Gamma(j)} \right], \quad i, j = 1 \dots N - 1, \quad (5)$$

$$L \geq N.$$

Интегральная функция распределения $F_m(N, L, \lambda)$ m -го ($m \geq 2$) шумового собственного числа выборочной корреляционной матрицы \mathbf{M} в N -мерном случае в работе [5] получена в следующем виде:

$$F_m(N, L, \lambda) = C(N, L) \cdot \left(\sum_{l=1}^{\binom{N}{k_1, k_2}} \det(\mathbf{B}_l) \right) + F_{m-1}(N, L, \lambda), \quad (6)$$

$$C(N, L) = \frac{N!}{\prod_{i=1}^N (L - i)! i!}.$$

В выражении (6) матрица \mathbf{V}_i образуется из k_1 строк \mathbf{V}_i^Γ , содержащей элементы $B_{lij}^\Gamma = \Gamma(L - N + i + j - 1, L\lambda)$, и k_2 строк \mathbf{V}_i^Y , содержащей элементы $B_{lij}^Y = \gamma(L - N + i + j - 1, L\lambda)$, $i, j = 1, \dots, N$. Каждая из матриц \mathbf{V}_i представляет одну из возможной комбинации строк \mathbf{V}_i^Γ и \mathbf{V}_i^Y .

Характеристики разрешения двух источников сигналов с ортогональными фронтами

Рассмотрим разрешение двух источников сигнала с плоскими волновыми фронтами. Методом статистического моделирования были получены кривые разрешения двух источников, т.е. обнаружения второго источника сигнала по второму собственному числу шумовой выборочной корреляционной матрицы сигнала (рис. 1).

Выбор порога λ_r , согласно критерию Неймана-Пирсона, проводится в соответствии с выражением:

$$P_{fr} = 1 - F_{\lambda_2, H_1}(\lambda_r), \tag{7}$$

где P_{fr} – заданная вероятность ложного обнаружения, $F_{\lambda_2, H_1}(\lambda)$ – интегральная функция распределения второго собственного числа λ_2 матрицы \mathbf{M} при наличии одного источника сигнала (при справедливости гипотезы H_1).

Получим характеристики обнаружения второго источника сигнала, полученных по второму собственному числу шумовой выборочной корреляционной матрицы сигнала в соответствии с выражением (6). Также, проведем их сравнение с характеристиками, полученными в соответствии с выражением (5). Используя формулы (5), (6) и (7) были вычислены пороги λ_r для вероятности ложного разрешения $P_{fr} = 10^{-3}$ для следующих параметров антенной решётки: $N = 5, L = (5, 10, 15)$.

Моделировалось разрешение двух источников сигналов одинаковой мощности с плоскими волновыми фронтами. Кривые разрешения получены для случая ортогональных фронтов.

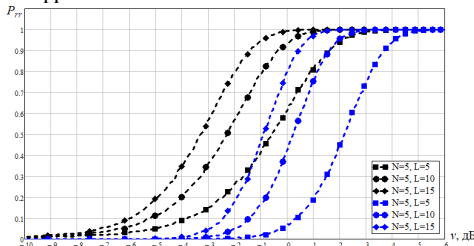


Рис. 1

что при мощности источников сигналов менее 1–2 дБ при вероятности правильного обнаружения $P_{rr} = 0,5$ выигрыш при использовании порога (6), полученного по второму собственному числу шумовой выборочной корреляционной матрицы, составляет 2–2.5 дБ по сравнению с выражением (5) для случая наличия мощного одного источника сигнала.

На рис. 1 представлена зависимость вероятности правильного разрешения двух источников сигналов одинаковой мощности с плоскими волновыми фронтами от суммарной мощности источников сигналов для $N = 5$ и $L = (5, 10, 15)$, полученных в соответствии с выражением (5) (синяя кривая) и (6) (чёрная кривая). Видно,

Характеристики разрешения двух источников сигнала с ортогональными фронтами при наличии мощного источника сигнала-помехи

Рассмотрим случай разрешения двух слабых источников сигнала при наличии одного мощного. На практике данная ситуация может возникнуть, например, при обнаружении групповой радиолокационной цели на фоне мощной помехи. В качестве источника мощной помехи, например, может быть сигнал, отраженный от земной поверхности или местных предметов (горных ландшафтов, сооружений инфраструктуры и т.п.). При моделировании мощность первого источника сигнала-помехи составляла 20 дБ, мощности второго и третьего источников сигнала (сигналов групповой цели) полагались равными ($\nu_1 = \nu_2$).

Получим характеристики обнаружения третьего источника сигнала, полученных по третьему собственному числу шумовой выборочной корреляционной матрицы сигнала в соответствии с выражением (6). Аналогично, проведем их сравнение с характеристиками, полученными в соответствии с выражением (5). Как и в предыдущем случае, используя формулы (5), (6) и (7) были вычислены пороги λ_r для вероятности ложного разрешения $P_{fr} = 10^{-3}$ для следующих параметров антенной решетки: $N = 5$, $L = (5, 10, 15)$.

На рис. 2 представлены зависимости вероятности правильного разрешения двух слабых источников сигнала с ортогональными фронтами при наличии одного мощного от суммарной мощности источников сигналов для $N = 5$ и $L = (5, 10, 15)$, полученных в соответствии с выражением (5) (синяя кривая).

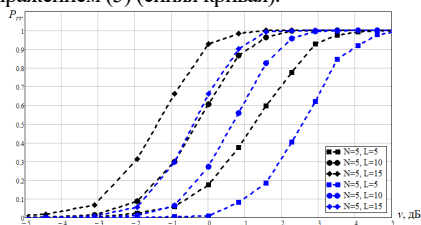


Рис. 2

Как видно из рис. 2, выигрыш при использовании порога, полученного по третьему собственному числу шумовой выборочной корреляционной матрицы в соответствии с выражением (6) по сравнению с асимптотическим выражением (5), составляет 1–1.5 дБ, что аналогично ситуации, представленной на рис. 1.

Работа выполнена в рамках научного проекта «Интеллектуальные системы контроля воздушного пространства» Первой инженерной школы ННГУ им. Н.И. Лобачевского.

- [1] Болховская О.В., Мальцев А.А. // Известия вузов. Радиофизика. 2002. Т. 45, № 12. С. 1077.
- [2] Болховская О.В., Мальцев А.А., Родюшкин К.В. // Известия вузов. Радиофизика. 2004. Т. 47, № 8. С. 694.
- [3] Родюшкин К.В. Обнаружение, разрешение и оценивание числа источников сигналов антенной решеткой в случае коротких выборок и неизвестных волновых фронтов: дис. канд. физ.-мат. наук. Нижний Новгород, 2002. 129 с.
- [4] Родюшкин К.В. // Известия вузов. Радиофизика. 2001. Т. 44, № 3. С. 285.
- [5] Кудряшова О.Е., Фитасов Е.С. // Известия вузов. Радиофизика. 2022. Т. 65, № 8. С. 687.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МЕТОДА РАСПОЗНАВАНИЯ ВИНТОВЫХ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА СОБСТВЕННЫХ ЧИСЕЛ ВЫБОРОЧНОЙ КОРРЕЛЯЦИОННОЙ МАТРИЦЫ

С.А. Козлов¹⁾, С.А. Горев^{1,2)}, А.Д. Ильясафов²⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ АО «ФНПЦ «ННИИРТ»

Введение

Большинство современных радиолокационных систем имеют в своем составе устройства распознавания или их элементы [1-4]. Постоянное усложнение воздушно-помеховой обстановки, расширение ассортимента наблюдаемых объектов вызывает необходимость повышения эффективности процесса классификации. Поэтому современные радиолокационные системы предъявляют повышенные требования к обработке принимаемых эхо сигналов. Для синтеза устройства распознавания летательных объектов и их классификации необходима дополнительная информация о наблюдаемом объекте [2].

Наибольший интерес представляет анализ эхосигналов от винтовых летательных аппаратов. Динамика отражающей поверхности аэродинамических объектов, возникающая за счет рассеяния от вращающихся элементов конструкции. Проявление пропеллерного эффекта выражается присутствием в спектре эхосигнала наряду с планерной составляющей дополнительных спектральных составляющих, отраженных от динамических элементов конструкции цели [1].

Метод анализа собственных чисел выборочной корреляционной матрицы

Существует множество методов спектрального анализа для изучения структуры и выявления модуляционных признаков в принимаемом сигнале. Одним из таких методов является метод анализа собственных чисел (СЧ) выборочной корреляционной матрицы сигнала (КМ) и построение интегральной функции распределения максимального шумового СЧ [5].

При данном подходе к оценке числа сигналов представляет интерес статистическая характеристика максимального шумового СЧ. Функция распределения вероятности максимального шумового СЧ позволяет определить порог, задавшись заданной вероятностью ложной тревоги.

В работе [5] получено аналитическое выражение (1) для интегральной функции распределения максимального шумового СЧ выборочной КМ как детерминант матрицы, элементы которой представляют собой отношение гамма-функций:

$$F_{K+1}(N, L, \lambda) = \det \left[\frac{\gamma(L - N + i + j - 1, L\lambda)}{\Gamma(L - N + i)\Gamma(j)} \right], \quad (1)$$

$$i, j = 1 \dots N - K,$$

где K – число источников, N – размерность оценочной КМ, L – число выборок, i – номер строки, j – номер столбца. Полная гамма-функция определяется, как

$$\Gamma(L) = \int_0^{+\infty} t^{L-1} \cdot e^{-t} dt, \quad (2)$$

$\alpha \Gamma(L - N + i + j - 1, L\lambda)$ – неполная верхняя гамма-функция, общий вид которой задается, как

$$\Gamma(L, \alpha) = \int_{\alpha}^{+\infty} t^{L-1} \cdot e^{-t} dt. \quad (3)$$

Будем считать, что СЧ расположены по убыванию. Процедуру оценки числа внешних источников сигналов можно представить, как пошаговый процесс, на i -ом шаге которого производится сравнение i -го СЧ с порогом, который будет определяться с заданной вероятностью «ложной тревоги» F . При этом порог от шага к шагу может меняться. Если СЧ больше порога, то принимается решение о том, что число сигналов больше, чем $i-1$, и с порогом сравнивается следующее СЧ. В противном случае цепочка сравнений обрывается и принимается решение о том, что в системе присутствуют $i-1$ источников сигналов [3].

Используя аналитические выражения для интегральной функции распределения максимального шумового СЧ выборочной КМ в программной среде математического моделирования были численно произведены расчеты значений порогов в зависимости от величины размерности оценочной КМ N и объема выборки L . В случае выбора $L \sim 2N$ КМ является невырожденной т.к. число выборок превышает размерность N . В таблице представлены некоторые значения порогов для 3-го, 4-го и 5-го максимальных шумовых СЧ при $F = 0.001$, $N = 85$, $L = 170$.

Таблица

Номер СЧ	Значение порога
3	2.97
4	2.92
5	2.91

Экспериментальная часть

В рамках экспериментального исследования были получены эхо-сигналы от различных типов целей. В качестве воздушных целей выступали винтовой двухлопастной спортивно-тренировочный самолёт Як-52, лёгкий многоцелевой коммерческий вертолёт Robinson R 44 с композитным двухлопастным несущим винтом, а также реактивный истребитель МиГ-29 и среднескоростная воздушная мишень (БПЛА) с пульсирующим воздушно-реактивным двигателем Banshee, не имеющие в конструкции винтовых элементов. В качестве локатора использовалась малогабаритная когерентно-импульсная РЛС дециметрового диапазона длин волн 1Л122-1Е. Эхо-сигналы от целей получены от РЛС различного исполнения и разных годов выпуска. Размер азимутальной пачки от целей составлял 256 отсчетов.

Прием сигналов осуществлялся на фоне шума эфира. При этом шум эфира подвергался нормировке за счет вычисления значения мощности шума в служебной зоне диаграммы работы РЛС, когда РЛС не излучает, а работает только на прием. Энтропия данного шума была близка к значению $\ln(N)$ [6], поэтому шум эфира считали белым гауссовым с нулевым средним и единичной дисперсией. Процедура селекции движущихся целей при обработке была отключена, и пассивная помеха типа «Местный предмет» рассматривалась здесь как полезный сигнал с соответствующим ему СЧ в сигнальном подпространстве.

Проведена обработка натуральных экспериментов, включающая в себя регистрации эхо-сигналов от порядка 200 обзоров вертолета Robinson R 44 в направлении от РЛС, 100 обзоров самолета Як-52 в направлении на РЛС, 20 обзоров от самолета МиГ-29 и 30 обзоров от БПЛА Banshee в различных проекциях.

По результатам обработки была получены спектры эхо-сигналов через преобразование Фурье и распределения СЧ для $N = 85$, $L = 170$, усредненные по всей азимутальной пачке. Анализ спектров от винтового самолета Як-52 в большинстве случаев выявляет «вспышки» от лопастей по обе стороны относительно центральной планерной составляющей (рис. 1). Деревянный винт на Як-52 имеет по периметру стальную оковку, играющую роль переизлучающей антенны, что обуславливает появление «вспышек» в спектрах. Анализ СЧ выявляет до 15 сигнальных составляющих, отраженных от винта помимо эхо-сигнала от планера и «Местного предмета» (рис. 2).

Интересен случай анализ отраженного сигнала от вертолета Robinson R 44: Фурье-анализ в 95% случаев не позволяет обнаруживать характерные «вспышки» от лопатей, т.к. композитные винты обладают низкой отражательной способностью (рис. 3). Однако анализ распределения СЧ выявляет до 50 СЧ, отраженных от лопастей и принадлежащих сигнальным подпространств (рис. 4).

В спектрах эхо-сигналов от реактивных целей МиГ-29 (рис. 5) и БПЛА Banshee (рис. 7) заметны лишь спектральные компоненты, отраженные от самой цели и «Местного предмета». Анализ распределений СЧ оценочной КМ (рис. 6 и 8) от этих целей подтверждает наличие лишь двух сигнальных подпространств.

Амплитудный спектр самолета Як-52

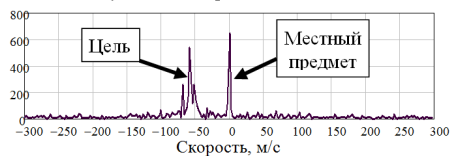


Рис. 1

Распределение СЧ для Як-52

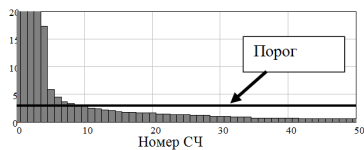


Рис. 2

Амплитудный спектр вертолета Robinson R 44

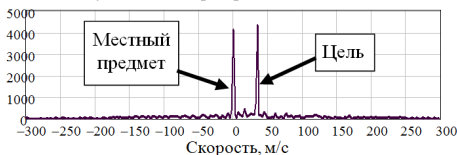


Рис. 3

Распределение СЧ для вертолета Robinson R 44

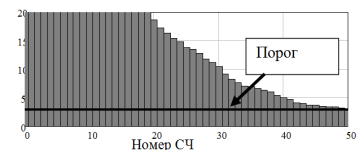


Рис. 4

Амплитудный спектр БПЛА Banshee

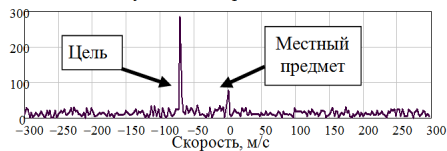


Рис. 5

Распределение СЧ для БПЛА

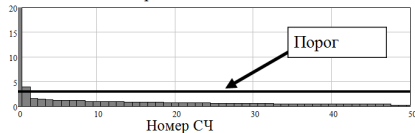


Рис. 6



Рис. 7

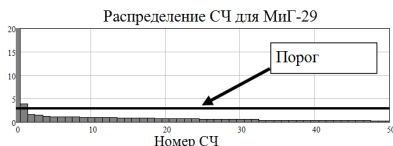


Рис. 8

Заключение

Анализ СЧ КМ сигналов, отраженных от винтовых ЛА позволяет выявить «тонкую структуру» сигнала, обусловленную отражением от динамических элементов конструкции цели.

В ходе экспериментальной обработки показано, что спектр КМ эхосигналов от вертолета Robinson R 44 и от самолета Як-52 содержит большее количество сигнальных СЧ, в отличие от самолета МиГ-29 и БПЛА Banshee.

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.

Работа выполнена в рамках научного проекта «Интеллектуальные системы контроля воздушного пространства» Передовой инженерной школы ННГУ им. Н.И. Лобачевского.

- [1] Радиоэлектронные системы: Основы построения и теория. Справочник / Я.Д. Ширман и др.; под ред. Я.Д. Ширмана. – М.: Радиотехника, 2007, 512 с.
- [2] Горелик А.Л., Гуревич И.Б., Скрипкин В.А. Современное состояние проблемы распознавания. – М.: Радио и связь, 1985, 160 с.
- [3] Фитасов Е.С., Козлов С.А., Алексеев Д.Ю., Пугин Д.С. // Известия Российской академии ракетных и артиллерийских наук. 2016. № 3(93). С. 66.
- [4] Устройство распознавания винтовых летательных аппаратов: а.с. 157396 РФ / Фитасов Е.С., Козлов С.А.; заявл. 19.08.2015; опубл. 10.12.2015, Бюл. № 34.
- [5] Родюшкин К.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2001. Т. 44, № 3. С. 285.
- [6] Фитасов Е.С., Орлов И.Я., Леговцова Е.В., Насонов В.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2021. Т. 64, № 1. С. 69.

РАЗРАБОТКА НИЗКОЧАСТОТНЫХ ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ ИЗЛУЧАЮЩИХ СИСТЕМ ВЫСОКОЙ УДЕЛЬНОЙ МОЩНОСТИ

А.К. Бритенков^{1, 2, 3)}, М.С. Норкин^{1, 2)}, Р.В. Травин^{1, 2)}

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ИПФ РАН

³⁾ ООО НТЦ «Мониторинг»

Введение

Низкочастотные гидроакустические излучающие системы применяются в широком спектре направлений: от освещения подводной обстановки и связи до сейсморазведки. Для проведения разнообразных океанологических исследований необходимы низкочастотные гидроакустические поля высокой удельной мощности.

Среди компонентов низкочастотной гидроакустической излучающей системы (рис. 1) высокой удельной мощности ключевым звеном является преобразователь – низкочастотный гидроакустический излучатель (НЧИ).

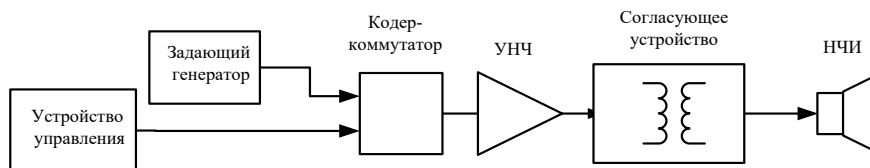


Рис. 1

Как правило, мощные НЧИ имеют большие размеры и массу, что затрудняет их использование в компактных или мобильных гидроакустических системах. В связи с этим большое значение имеет разработка компактных НЧИ высокой удельной мощности, удовлетворяющих тенденциям миниатюризации. В данной работе рассматриваются два компактных НЧИ продольно-изгибного типа со сложной формой корпуса, незначительно отличающихся друг от друга размерами и формой излучающей оболочки. Разработка таких излучателей имеет множество аспектов, основным из которых является определение резонансных частот.

Компактные 3D НЧИ продольно-изгибного типа

Компактными в низкочастотной гидроакустике считают излучатели, для которых

$$\frac{2\pi D}{\lambda} < 1, \quad (1)$$

где D – характерный размер излучателя, λ – длина звуковой волны, и работающие в диапазоне частот до 2 кГц. Преобразователь с корпусом относительно малого размера может излучать в низкочастотном диапазоне, но из-за обратной зависимости между излучаемой акустической мощностью и размерами излучающей поверхности эффективность и чувствительность такого излучателя недостаточны для создания высокого

уровня звукового давления. Ограничения на максимальный уровень излучаемой акустической мощности связаны с кавитацией, падением коэффициента использования присоединённой массы воды, возможными при больших мощностях нелинейными эффектами, при которых происходит перекачивание энергии из основного в другие частотные диапазоны, а также на максимальный (до наступления электрического пробоя) уровень подаваемого на активный элемент напряжения.

Увеличение площади излучающей поверхности НЧИ продольно-изгибного типа, имеющих наивысшие показатели по использованию присоединённой массы воды, без изменения максимальных габаритных размеров достигается гофрированием корпуса [1]. Удельная акустическая мощность подобных компактных излучателей (3D НЧИ) значительно выше, чем у аналогов с более простой формой корпуса [2].

Постановка задачи

В данной работе проведено сравнение вибромеханических и электроакустических характеристик двух компактных 3D НЧИ (рис. 2): $\varnothing 86 \times 90$ мм – корпус № 1 и $\varnothing 102 \times 92$ мм – корпус № 2. Оба излучателя собраны с идентичными активными элементами (размерами $\varnothing 34.5 \times 75.5$ мм), каждый из которых состоит из 8 пьезо-керамических колец ЦТБС-3, соединённых параллельно, и пары изоляторов. Измерения характеристик обоих 3D НЧИ проведены как в воздухе, так и в воде.



Рис. 2

Измерения в воздухе

Возбуждение колебаний 3D НЧИ, закреплённых на виброразвязывающем подвесе, осуществлялось розовым шумом в полосе до 1 МГц и ЛЧМ сигналами длительностью 20-60 с, в которых частота нарастала от 100 Гц до 30 кГц. Оба способа в рамках инструментальной точности измерений показали различное распределение спектральных компонент. Для сходных размеров преобразователей и различных вариантов гофрирования излучающей поверхности (14 гребней одинаковой высоты для корпуса № 1 и 16 гребней с чередованием высоты волны для корпуса № 2) основные резонансы изделий различаются более чем на 300 Гц: частота основного резонанса 3D НЧИ» № 1 в воздухе составляет 4,0 кГц (рис. 3), а основной резонанс 3D НЧИ» № 2 в воздухе несколько ниже – 3,7 кГц (рис. 4). Диссипация и различия связанных колебательных систем: оболочка-торцевые фланцы и оболочка-активный элемент, вызывает расхождение АЧХ аксиальных и радиальных колебаний корпуса. Спектры излучателей содержат комбинационные частоты, обусловленные взаимодействием нескольких осцилляторов, которые находятся в диапазоне частот от 3,7 до 19,3 кГц.

Сравнение двух 3D НЧИ: № 1 и № 2 по максимумам амплитуды колебаний на резонансных частотах показало, что незначительное увеличение размеров излучающего элемента (корпус 3D НЧИ № 2 имеет несколько большие размеры, чем 3D НЧИ № 1) и ожидаемо повлекло понижение частоты основного резонанса.

Отличие диаметра корпуса 3D НЧИ № 2 на 14 мм и 2 мм по длине от 3D НЧИ № 1 существенно увеличивает объём используемой присоединённой массы, которая в значительной мере определяет частоту основного резонанса в воде. С учётом квадратичной зависимости присоединённой массы воды от механического коэффициента трансформации, вносимая поправка для частоты основного резонанса 3D НЧИ № 2 в воде должна быть более весомой (в предположении одинаковой конструктивной жёсткости обоих излучателей):

$$f_{рез} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m_{кс} + n^2 M_{пр}}}, \quad (2)$$

где k – модуль упругости, определяемый жёсткостью колебательной системы, $m_{кс}$ – масса колебательной системы НЧИ, зависящая от его конструктивного устройства, n – механический коэффициент трансформации, $M_{пр}$ – присоединённая масса воды.

Электроакустические измерения в воде

Электроакустические измерения на открытой воде 3D НЧИ, проведённые на глубинах от 12 до 16 м показали, что показатели чувствительности по напряжению обоих преобразователей имеют сходный вид и резонансные (рабочие) полосы частот (рис. 5), не уступая аналогичным излучателям, собранных на базе активных элементов с большим количеством пьезокерамических колец [2].

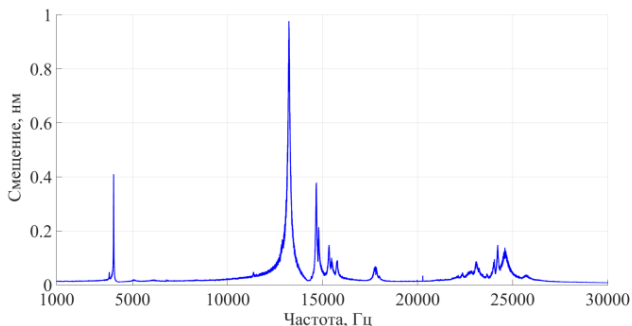


Рис. 3

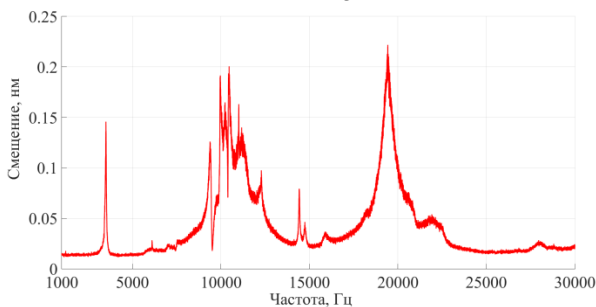


Рис. 4

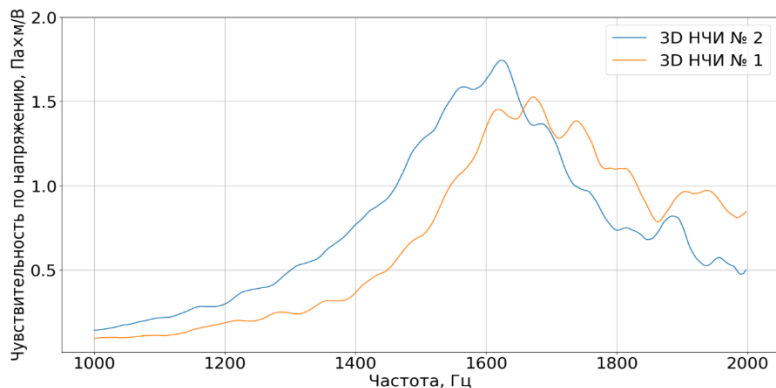


Рис. 5

Характеристики излучателей в воде отличаются по частоте почти так же, как и в воздухе: чувствительность по напряжению 3D НЧИ № 1 имеет максимум на 1,7 кГц на уровне 1,5 Па×м/В, КПД – около 85 % при относительной ширине основной полосы частот 15 %, а максимальное значение чувствительности 3D НЧИ № 2 достигает значения 1,75 Па×м/В, КПД – более 95 % при аналогичной ширине полосы частот. В этом диапазоне частот электромеханический резонанс излучателей обусловлен собственными колебаниями механических осцилляторов и активных элементов, и практически не связан с электрическим резонансом.

Локальные максимумы на частотах 1,94 кГц (3D НЧИ № 1) и 1,88 кГц (3D НЧИ № 2) вызваны особенностями колебаний излучающих оболочек, что подтверждают измерения виброакустических характеристик корпусов [1].

Заключение

Отсутствие выраженных резонансов 3D НЧИ № 2 за пределами основной полосы частот позволяет сделать вывод о его большей эффективности. Увеличение размеров 3D НЧИ на 12-18 % показало повышение его чувствительности на 16 %, а КПД – до 12 %. Незначительные различия в основной полосе частот и сходный характер АЧХ излучателей, с одной стороны, указывают на повторяемость параметров при серийном изготовлении компактных 3D НЧИ, а с другой – на перспективы разработки 3D НЧИ с заданными характеристиками для излучающих систем высокой мощности.

- [1] Britenkov A.K., Bogolybov B.N., Norkin M.S., Travin R.V., Zakharov S.B. // IEEE Xplore Digital Library. 2022. 08, November. P. 1.
- [2] Андреев М.Я., Боголюбов Б.Н., Ключин В.В., Рубанов И.Л. // Датчики и системы. 2010. № 12. С. 51.

МЕТОД СЕЛЕКЦИИ ВОЗДУШНЫХ ОБЪЕКТОВ ТИПА "ПТИЦЫ" И БПЛА ПО ТРАЕКТОРНЫМ ПРИЗНАКАМ

К.Н. Пиунов, Д.В. Савельев

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В ряде публикаций были предложены алгоритмы селекции беспилотных летательных аппаратов (БПЛА) и птиц по траекторным признакам [1-3]. По набору статистических данных можно судить о том, что в общем случае траекторию воздушного объекта (ВО) типа «Птица» можно представить в виде аддитивной смеси некоторого детерминированного процесса и белого гауссовского шума. При этом, для птиц характерны участки траектории, где она движется полностью хаотично. Такие участки на рис. 1 отмечены красными стрелками. На данных участках существенно возрастают флуктуации курса, увеличиваются флуктуации угловых скоростей.

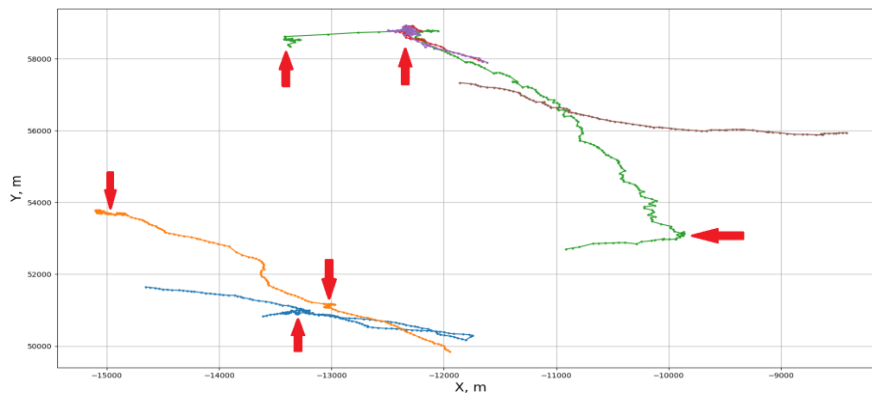
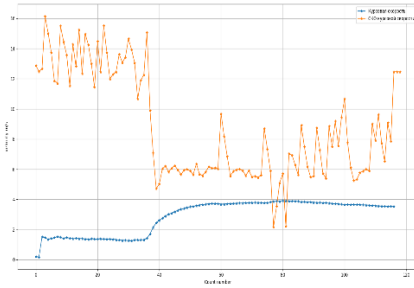
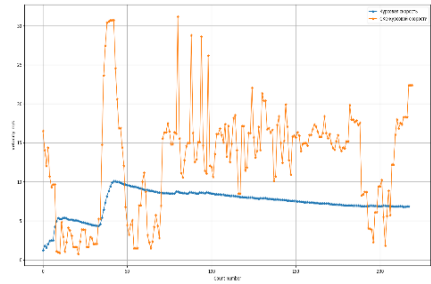


Рис. 1

Также, если рассмотреть зависимость векторов движения ВО типа «Птица» и БПЛА, то можно убедиться, что в большинстве случаев флуктуации векторов движения первых существенно больше. То есть, движение птицы в общем случае является более хаотичным. В качестве меры оценки хаотичности можно использовать расчет энтропии векторов движения по собственным подпространствам их корреляционной матрицы [4, 5]. При этом, можно предположить, что значения энтропии для малоразмерных ВО данных типов будут существенно различаться.



а) Зависимость скорости от времени для ВО типа БПЛА



б) Зависимость скорости от времени для ВО типа «Птица»

Рис. 2

Пусть на этапе вторичной обработки радиолокационной информации имеется отождествленный набор измерений его пространственных координат и параметров движения.

$$\mathbf{X}_{k+1} = \mathbf{F}_k \mathbf{X}_k + \mathbf{G}_k \mathbf{u}_k + \mathbf{F}_k \mathbf{w}_k, \quad (1)$$

где \mathbf{F} – переходная матрица, \mathbf{G} – матрица интенсивности управления, \mathbf{u} – вектор детерминированных управляющих воздействий, \mathbf{w} – вектор шума процесса. \mathbf{X} – вектор состояния цели в различные моменты времени:

$$\mathbf{X} = \begin{pmatrix} V \\ \omega \\ \phi \end{pmatrix},$$

где V, ϕ, ω – курсовая скорость, курс и угловая скорость соответственно.

В качестве меры оценки различия параметров движения БВС и птиц было предложено использовать энтропию распределения векторов параметров движения воздушного объекта по собственным числам корреляционной матрицы Φ . Показатель энтропии равен:

$$H = \frac{1}{\text{Sp } \Phi} - \sum_0^N \lambda_i \ln \lambda_i, \quad (2)$$

где $\text{Sp } \Phi$ – сумма диагональных элементов матрицы Φ .

В случае детерминированного сигнала КМ имеет единичный ранг и её нормированные собственные значения равны $\lambda_{01} = 1, \lambda_{02} = \dots = \lambda_{0N} = 0$. При этом энтропия стремится к нулю, то есть детерминированный процесс является полностью когерентным. В случае случайного гауссовского процесса КМ является диагональной с равными между собой элементами главной диагонали. Нормированные собственные значения:

$$\lambda_{01} = \dots = \lambda_{0N} = \frac{1}{N},$$

а энтропия процесса равна

$$H = \ln N.$$

В случае, когда рассматривается движение птицы можно полагать, что к процессу помимо гауссовского шума также добавляется некоторый, в общем случае негауссовский случайный процесс, характеризующий траекторию птицы. На рис. 3 представлена зависимость энтропии для моделируемой трассы БПЛА и для трассы ВО типа «Птица».

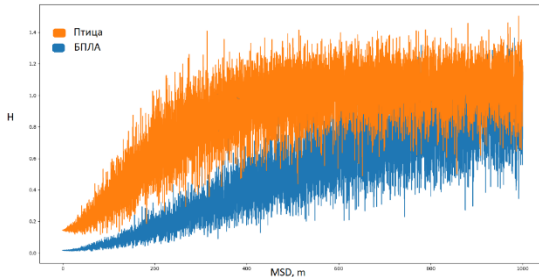


Рис. 3.

«Птица» и БПЛА практически совпадают при одинаковых СКО измерения координат. Это обусловлено тем, что мощность гауссовского шума во много раз превышает мощность случайного процесса, характерного для движения птиц. Таким образом, можно говорить о том, что при достаточно низкой мощности шума измерений видна существенная разница в энтропии параметров движения БПЛА и ВО типа «Птица».

По полученным результатам можно сделать вывод о том, что данный подход может быть рассмотрен при разработке алгоритма селекции малоразмерных ВО. Для этого необходимо оценить энтропию векторов движения ВО на различных участках траектории. На рис. 4 показана энтропия векторов движения ВО типа «Птица» и БПЛА, рассчитанная по реальным данным.

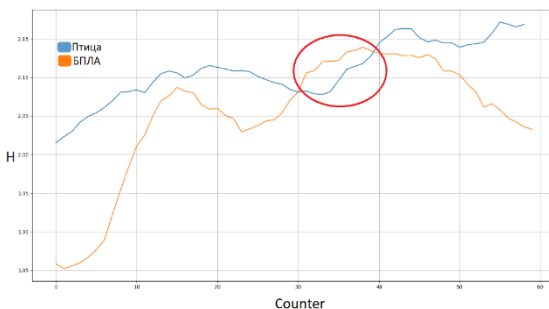


Рис. 4.

Дана оценка степени когерентности векторов движения малоразмерных ВО в зависимости от типа объекта. Проведена апробация на реальных и моделируемых данных. По результатам исследований был предложен алгоритм селекции малоразмерных

Как видно из рис. 3 при одинаковых СКО измерения координат энтропия параметров движения ВО типа «Птица» существенно отличается от энтропии параметров движения БПЛА. Однако, когда шум измерений становится достаточно большим энтропия параметров движения ВО типа

Как видно из рис. 4, практически на всем интервале движения энтропия векторов движения БПЛА ниже энтропии векторов движения ВО типа «Птица».

Таким образом, в работе был проведен анализ траекторных особенностей малоразмерных ВО. Выделены особенности движения ВО различных

ВО на основе оценки энтропии в виде распределения собственных чисел корреляционной матрицы векторов движения (траектории) воздушного объекта.

- [1] Пальгуйев Д.А., Пархачев В.В., Пиунов К.Н., Васильев Д.А., Кудряшова О.Е. // Радиотехнические и телекоммуникационные системы. 2022. № 4. С. 39.
- [2] Фитасов, Е.С., Пальгуйев Д.А., Борзов А.Б., Васильев Д.А., Носкова О.С., Пиунов К.Н. // Труды XXV научной конференции по радиофизике. Материалы докладов. – Нижний Новгород: Изд-во ННГУ, 2021. С. 235.
- [3] Пальгуйев Д.А., Фитасов Е.С., Ильясафов А.Д. // Датчики и системы. 2023. Т. 266, № 1. С. 16.
- [4] Фитасов Е.С., Орлов И.Я., Леговцова Е.В., Насонов В.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2021. Т. 64, № 1. С. 69.
- [5] Фитасов Е.С., Леговцова Е.В., Кудряшова О.Е., Козлов С.А., Насонов В.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2021. Т. 64, № 11. С. 917.

ОБОСНОВАНИЕ НЕОБХОДИМОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ АЛГОРИТМОВ ПЕЛЕНГОВАНИЯ СО СВЕРХРАЗРЕШЕНИЕМ ДЛЯ ОБЕСПЕЧЕНИЯ ТРЕБУЕМОЙ ПОМЕХОУСТОЙЧИВОСТИ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ СТАНЦИЙ С ФАЗИРОВАННЫМИ АНТЕННЫМИ РЕШЕТКАМИ ПРОХОДНОГО ТИПА

Е.А. Бабушкин, Р.В. Калашников, А.М. Лаврентьев

Ярославское высшее военное училище противовоздушной обороны

Непрерывное усложнение электромагнитной обстановки, не позволяет существующим системам защиты от активных маскирующих помех обеспечить требуемую помехоустойчивость радиолокационных станций (РЛС). В литературе [1] отмечается низкая эффективность способов защиты, основанных на пространственных отличиях сигнала и помех, при условии превышения числа источников маскирующих помех (ИМП) над числом каналов автокомпенсатора помех. В работах [2, 3] приводится способ формирования дополнительных узконаправленных (сопоставимых с шириной основного луча) компенсационных каналов с помощью части элементов фазированной антенной решетки (ФАР) проходного типа при условии незначительной программно-аппаратной доработки образца РЛС, заключающейся в применении дополнительных облучателей с цифровым выходом. Недостатком данного способа является требовательность к наличию априорной информации о пеленгах ИМП для правильной ориентации лучей компенсационных каналов в направлении помех и обеспечения требуемой помехоустойчивости [2]. Таким образом, целью работы является повышение помехоустойчивости РЛС с ФАР проходного типа.

Для количественной оценки помехоустойчивости удобно использовать коэффициент сжатия зоны обнаружения (КСЗО), который в условиях работы системы защиты от помех определяется выражением [2]:

$$K_{сж} = \frac{D_{п}}{D_0} = \sqrt[4]{\frac{K_{п}}{K_{п} + \frac{Y_{0п}^2}{N_0}}}, \quad (1)$$

где $D_{п}$ – дальность обнаружения целей в условиях воздействия помех; D_0 – дальность обнаружения в беспомеховой обстановке; $K_{п} = \frac{Y_{0п}^2}{Y_{\Sigma п}^2}$ – коэффициент подавления помехи; $\overline{Y_{0п}^2}$ – спектральная плотность мощности помехи на входе основного приемного канала; $Y_{\Sigma п}^2$ – спектральная плотность мощности помехи на выходе компенсатора помех; N_0 – спектральная плотность мощности внутреннего шума.

В работе [1] приводится зависимость коэффициента подавления адаптивного компенсатора помех от углового рассогласования двух равномоощных источников помехового излучения при наличии одного компенсационного канала. Подставляя данную зависимость в выражение (1) можно получить зависимость КСЗО от углового рассогласования двух ПАП при наличии одного компенсационного канала и различных отношениях мощностей помехи и собственного шума в основном канале (рис. 1).

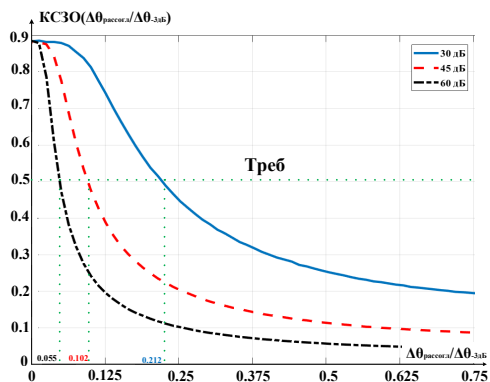
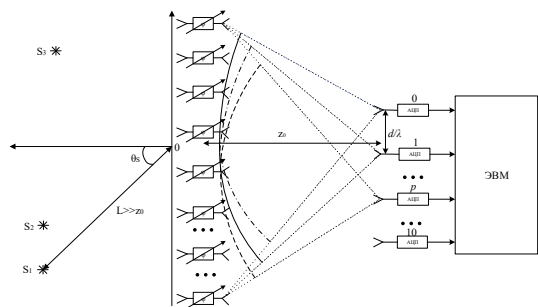


Рис. 5

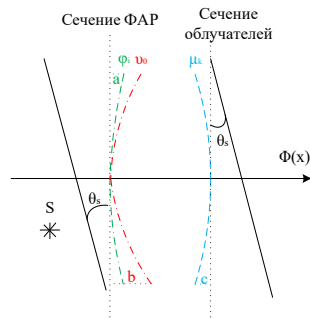
применение известных алгоритмов пеленгования, обладающих потенциально высокой разрешающей способностью обеспечить требуемый показатель КСЗО. Исследование будем проводить на цифровой модели ФАР проходного типа с 10-и элементной решеткой облучателей с цифровыми выходами и межэлементным расстоянием $d/\lambda=1$ (рис. 2), при воздействии 3-х ИМП и пеленгации по одной угловой координате, реализованной в пакете прикладных программ Matlab.

В работе [2] показано, что для успешного функционирования РЛС необходимо обеспечивать $КСЗО \geq 0.5$. Исходя из зависимости, можно сделать вывод, что для достижения требуемого КСЗО необходимо получать пеленги ИМП, находящихся даже на близких угловых направлениях. Таким образом, для правильной оценки числа компенсационных каналов необходимо иметь высокую разрешающую способность пеленгатора.

Рассмотрим, позволит ли



а) ФАР проходного типа с решеткой облучателей с цифровым выходом



б) пояснение фазовых составляющих в системе «ФАР проходного типа – решетка облучателей»

Рис. 2

Модель сигналов, принимаемых решеткой облучателей, может быть представлена в виде:

$$Y = \sum_{s=1}^S F(\theta_s) X_s + n, \tag{2}$$

где $F(\theta_s) = |F_0(\theta_s), F_1(\theta_s), \dots, F_p(\theta_s), \dots, F_N(\theta_s)|^T$ – вектор-столбец значений амплитудно-фазового распределения (АФР) на решетке облучателей формируемое s-м ИМП,

$\mathbf{X}_s = |x_{s0}, x_{s1}, \dots, x_{sK}|$ – вектор-строка дискретных отсчетов комплексной амплитуды сигнала, создаваемого s -м ИМП, K – число отсчетов сигнала, \mathbf{n} – матрица $10 \times K$ собственного шума в каналах.

Модель предполагает, что комплексные амплитуды разных помеховых сигналов и шуму некоррелированы, а их дисперсии $\overline{\mathbf{X}_s \mathbf{X}_s^H} = \sigma_s^2$, $\overline{\mathbf{nn}^H} = \begin{cases} \sigma_0^2 (p = k) \\ 0 (p \neq k) \end{cases}$. В таком случае при достаточно большом K выборочная оценка корреляционной матрицы (КМ) \mathbf{M} стремится к значению истинной КМ \mathbf{M} и может быть представлена в виде:

$$\mathbf{M} = \sum_{s=1}^S \sigma_s^2 \frac{\mathbf{F}(\theta_s) \mathbf{F}(\theta_s)^H}{|\mathbf{F}(\theta_s)^H \mathbf{F}(\theta_s)|} + \sigma_0^2 \mathbf{E}. \quad (3)$$

Известно, что КМ является эрмитовой и положительно определенной, соответственно ее можно представить в виде:

$$\mathbf{M} = \sum_{s=1}^S \mu_s \mathbf{U}_s \mathbf{U}_s^H + \sum_{n=1}^{10-S} \mu_n \mathbf{U}_n \mathbf{U}_n^H, \quad (4)$$

где μ_s, μ_n – сигнальные и шумовые собственные числа (СЧ) КМ, являющиеся корнями характеристического уравнения $\det|\mathbf{M} - \mu_{s,n} \mathbf{E}|=0$, $\mathbf{U}_s, \mathbf{U}_n$ – собственные вектора (СВ) КМ, соответствующие сигнальным и шумовым СЧ соответственно и определяемые из соотношения $\mathbf{M} \mathbf{U}_{s,n} - \mu_{s,n} \mathbf{U}_{s,n} = 0$. В [4] показано, что если угловое рассогласование между ПАП θ_s равно половине ширины диаграммы направленности антенной решетки, то величины СЧ равны мощности генерируемой помехи ($\mu_s = \sigma_s^2$), а нормированные АФР формируемые этими ИМП равны соответствующим им сигнальным СВ ($\frac{\mathbf{F}(\theta_s)}{|\mathbf{F}(\theta_s)|} = \mathbf{U}_s$), иначе значения сигнальных СВ и СЧ имеют более сложные параметры и для размерности КМ > 3 не выражаются в общем виде.

При наличии КМ или ее оценки, можем воспользоваться алгоритмом пеленгования MUSIC, обладающим высоким угловым разрешением [4] вида:

$$Q(\beta) = \frac{1}{\mathbf{V}(\beta) \mathbf{P}_n \mathbf{V}(\beta)^H}, \quad (5)$$

где $Q(\beta)$ – элементы пространственного спектра (значения эрмитовых форм), $\mathbf{V}(\beta) = [V_1(\beta), V_2(\beta), \dots, V_p(\beta), \dots, V_{10}(\beta)]$ – вектор-гипотеза, $\mathbf{P}_n = \mathbf{E} - \sum_{s=1}^S \mu_s \mathbf{U}_s \mathbf{U}_s^H = \sum_{n=1}^{10-S} \mu_n \mathbf{U}_n \mathbf{U}_n^H$ – матрица проектор (МП) на шумовое подпространство, образованное шумовыми СВ.

Предположим, что КМ (3) задана при условии $S=3$, $\theta = [-5.1^\circ, 5.1^\circ, 5.28^\circ]$, равных между собой мощностей помех $\sigma_s^2 / \sigma_0^2 = 30$ дБ, а АФР задается выражением $F_p(\theta_s) = \exp(-j \cdot [k \cdot p \cdot \sin(\theta_s)])$, что формирует диаграмму направленности антенной решетки с шириной главного максимума $\Delta\theta_{гл} = 5.1^\circ$. Построим пространственный спектр для 3-х ИМП в соответствии с (5) (рис. 3).

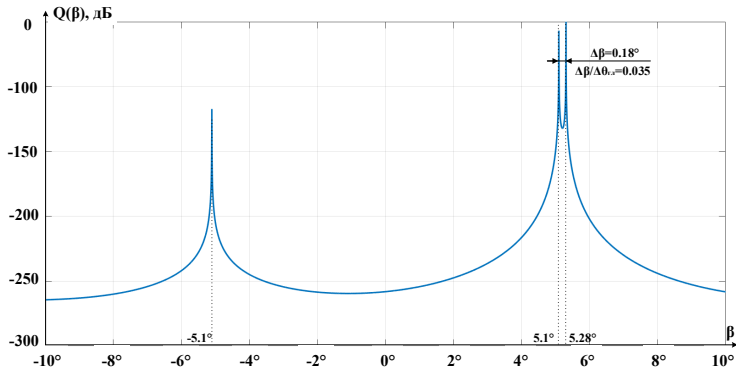


Рис. 3

Таким образом, показано, что алгоритм MUSIC дает безошибочные пеленги ИМП с разрешением, обеспечивающим требуемый КСЗО.

- [1] Лосев Ю.И. Адаптивная компенсация помех в каналах связи. – М: Радио и связь, 1988, 208 с.
- [2] Бабушкин Е.А., Калашников Р.В., Лаврентьев А.М. // Сборник XLI Всероссийской научно-технической конференции, Филиал ВА РВСН (г. Серпухов). Часть 4. 2022. С. 95.
- [3] Калашников Р.В. // Материалы международной конференции «Радиоэлектронные устройства и системы для инфокоммуникационных технологий – РЭУС-2018». (Москва 11-12 мая 2018 г.). – Москва, доклады. С 65.
- [4] Ратынский, М.В. Адаптация и сверхразрешение в антенных решетках. – М.: Радио и связь, 2003, 200 с.

ПРИМЕНЕНИЕ АНСАМБЛЯ ОРТОГОНАЛЬНЫХ ЧАСТОТНО-ФАЗОМАНИПУЛИРОВАННЫХ СИГНАЛОВ В ЦЕЛЯХ ПОВЫШЕНИЯ СКРЫТНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ РЛС

А.В. Пискунов, Е.С. Колупаев, А.И. Энверов

Ярославское высшее военное училище противовоздушной обороны

В условиях развития технологий и способов применения противником активных сигналоподобных помех радиоэлектронным средствам (РЭС) системы противовоздушной обороны (ПВО) приобретает высокую актуальность вопрос повышения помехозащищенности.

Широкополосный сигнал, который предлагается использовать, представляет собой совмещение двух видов сигнально-кодовых конструкций: фазовой кодовой манипуляции и псевдослучайного ДЧ сигнала. Его математическая модель имеет вид:

$$s(t) = \sum_{i=1}^N U(t - (i-1)\tau_d) \cos \left(2\pi \left(f_0 + \frac{\text{код}f(i-1)}{\tau_d N} \right) t + \varphi_i \right), \quad (1)$$

где N – число дискрет в радиоимпульсе, τ_d – длительность дискрета, φ_i – начальная фаза i -го дискрета, принимающая значения $[0, \pi]$ по закону манипулирующей кодовой последовательности, $\text{код}f = \text{rnd}(1 \div N)$ – неповторяющаяся случайная выборка из N чисел, равномерно распределенная в диапазоне от 1 до N .

Пример псевдослучайного ДЧ сигнала с манипуляцией фазы 13 разрядным кодом Баркера и его АЧС приведен на рис. 1.

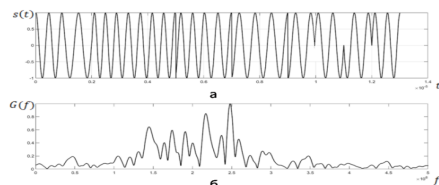
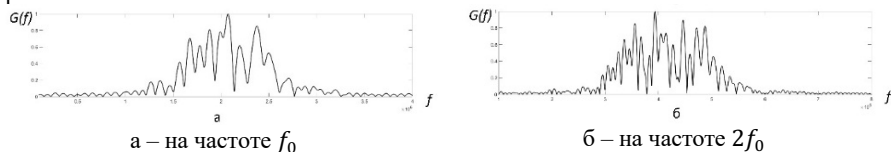


Рис. 1

В литературе в качестве эффективных методов определения вида модуляции зондирующих сигналов средствами РТР приводятся метод умножения полной фазы (удвоения частоты) и автокорреляционный метод, обладающие высокой помехоустойчивостью (работают в условиях отношения сигнал/помеха близких к единице).

на рис. 2 и рис. 3

приведены результаты моделирования возможностей по вскрытию структуры предлагаемого сигнала методом удвоения частоты, а на рис. 4 автокорреляционным методом. На рис. 2 представлен АЧС РИ с псевдослучайной перестройкой несущей частоты без фазовой манипуляции, а на рис. 3 – АЧС РИ с псевдослучайной перестройкой несущей частоты с фазовой манипуляцией 13-разрядным кодом Баркера.



а – на частоте f_0

б – на частоте $2f_0$

Проанализируем возможность расширения ансамбля ЗС сигналов с одновременным снижением корреляционных связей между ними путем дополнительной манипуляции ФМ сигналов по другому параметру – частоте.

Чаще всего частотные коды оптимальных ДЧ сигналов, обеспечивающие не более одного совпадения на частотно-временной плоскости, синтезируют на основе матриц Костаса. Все известные аналитические конструкции сигналов Костаса строятся в соответствии с теорией конечных числовых полей Гаула. Алгоритмы построения М-последовательностей, являющихся двоичными полями Гаула, позволяют формировать минимальные последовательности с любой комбинацией символов на длине N , встречающейся не более одного раза. Схожесть свойств кодов, используемых для формирования фазовых и частотных последовательностей, предполагает возможность использования методики построения М-последовательностей для синтеза кодов ДЧ сигналов. Символы частотной кодовой последовательности размерности $N = 2^n - 1$, синтезированной на основе порождающего многочлена М-последовательности, будут отличаться от фазовой последовательности, так как будет производиться суммирование не по модулю 2, а по модулю n .

Применение одновременной манипуляции по двум параметрам – частоте и фазе с использованием описанных выше ортогональных кодов приводит к разрушению корреляционных связей между сигналами ансамбля, обеспечивающему уровень пиков взаимной функции неопределенности (ВФН) ЧФМ сигналов сравнимый с уровнями боковых лепестков их автокорреляционной функции (АКФ). На рис. 5 представлены Вертикальные сечения ВФН в главных плоскостях ЧФМ радиоимпульсов с одинаковыми пятиричными кодами манипуляции частоты, и разными бинарными кодами фазы. При этом размер ансамбля ортогональных ЧФМ радиосигналов, полученных с помощью кодовых последовательностей, сгенерированных на основе порождающего многочлена, возрастает до 36 по сравнению с 6-ю размерными ансамблями ДЧ и ФМ радиосигналов, используемых для его формирования.

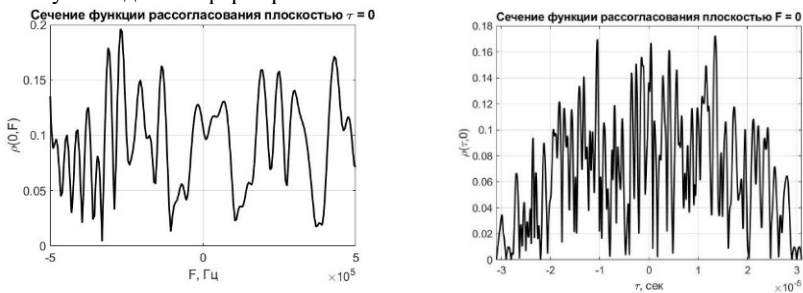


Рис. 5.

Выводы

- В качестве имитостойких ЗС можно использовать ЧФМ радиоимпульсы, устойчивость которых к сигналподобным помехам обеспечивается за счет использования ортогональных частотных и фазовых кодовых последовательностей в соседних

зондированиях. Уровень пиков ВФН ортогональных ЧФМ радиоимпульсов, в отличие от пиков ВФН ДЧ и ФМ радиоимпульсов, проманипулированных теми же кодовыми последовательностями, соизмерим с уровнем пиков боковых лепестков их АКФ.

- Количество кодовых комбинаций в ЧФМ сигналах определяется произведением числа частотных на число фазовых кодовых последовательностей, используемых для их формирования, что позволяет значительно увеличить размер ансамбля ортогональных ЧФМ сигналов по сравнению с величинами ансамблей ДЧ и ФМ сигналов, проманипулированных теми же кодовыми последовательностями.
- Недостатком метода является то, что боковые лепестки АКФ некоторых полученных частотных кодов, превышают в несколько раз боковые лепестки АКФ аналогичных бинарных М-последовательностей. Исключение их из ансамбля кодов приводит к сокращению его размерности. Для устранения этого недостатка необходим поиск новых образующих многочленов, обеспечивающих не более одного совпадения кодов на частотно-временной плоскости.

- [1] Лаврентьев А.М., Мурзак В.В. // Информационный бюллетень Смоленского регионального отделения Академии военных наук. – Смоленск: ВА ВПВО ВС РФ, 2016. № 37. С. 172.
- [2] Каневский З.М., Литвиненко В.П., Макаров Г.В. Теория скрытности: в 2 ч. Ч. 1. Основы теории скрытности: учеб. пособие. – Воронеж: Воронеж. гос. техн. ун-т, 2003, 92 с.
- [3] Варакин Л.Е. Теория систем сигналов. – М.: Советское радио, 1978, 304 с.

НАПРАВЛЕНИЕ ПОВЫШЕНИЯ ДАЛЬНОСТИ ОБНАРУЖЕНИЯ-ИЗМЕРЕНИЯ МАЛОЗАМЕТНЫХ ЦЕЛЕЙ В ИМПУЛЬСНО-ДОПЛЕРОВСКИХ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ СТАНЦИЯХ

А.В. Волков

Ярославское высшее военное училище противовоздушной обороны

В настоящее время остро стоит проблема противодействия малоразмерным беспилотным летательным аппаратам (БПЛА), которые обладают низкой заметностью в радиолокационном диапазоне и осуществляют полет на предельно малой высоте с малой скоростью. Для обнаружения таких летательных аппаратов могут применяться импульсно-доплеровские (ИД) радиолокационные станции (РЛС) со средней частотой повторения импульсов (ЧПИ), применяющие в качестве зондирующего сигнала (ЗС) когерентные регулярные импульсные последовательности (РИП). Однако ввиду малой эффективной площади рассеивания (ЭПР) $\sigma_{ц} = 0,01 \dots 0,003\text{м}^2$ [1], дальность действия таких РЛС по малозаметным целям может оказаться недостаточной по причине низкого отношения «сигнал-шум» (ОСШ).

Одним из путей увеличения ОСШ является увеличение энергии зондирующего сигнала (ЗС) путем увеличения его длительности, что не всегда может быть реализовано ввиду некоторых особенностей функционирования РЛС. Как известно, ИД РЛС со средней ЧПИ обладают неоднозначностью измерений дальности и скорости, что сказывается на программе работы средства в целом. На основании типовой программы работы РЛС со временным разделением каналов (рисунок 1) [2], зондирование пространства, обнаружение эхо-сигнала (ЭС) цели и измерение ее координат включены в один этап, функционирование которого описывается процедурой обнаружения-измерения.



Рис. 1

При наличии неоднозначности измерений процедура обнаружения-измерения (рис. 2) включает в себя совокупность операций, предполагающую многократное зондирование углового направления и направленную на получение массива неоднозначных оценок дальности и скорости с дальнейшим определением однозначных оценок в соответствии с решающим правилом. Очевидно, что для устранения неоднозначности выделен большой запас ограниченного временного ресурса, который расходуется неэффективно, так как не направлен на повышение энергии сигнала. Стоит отметить, что увеличение длительности сигнала приведет к $m-1$ -кратному росту временных затрат на устранение неоднозначности, что приведет к перерасходу допустимого временного ресурса, выделенного на обнаружение-измерение.

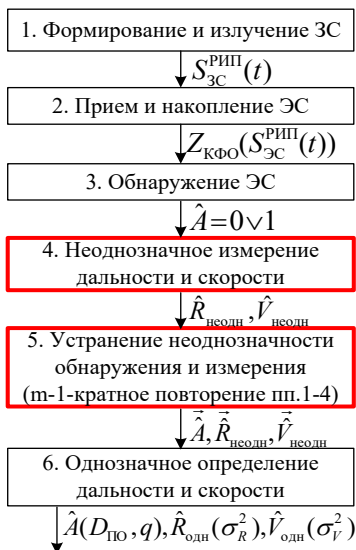


Рис. 2

таем дальность обнаружения искомых малозаметных целей в ИД РЛС со следующими параметрами: средняя мощность передатчика $P_{ср} = 300$ Вт, несущая частота $f_0 = 3$ ГГц, коэффициент усиления антенны $G_{пер} = 25$ дБ, длительность импульса последовательности $\tau_{и} = 15 \dots 30$ мкс, количество импульсов, $N_{и} = 16$, скважность посылки $Q = 10$. Выражение для оценки дальности имеет вид (1) [4]:

$$R_{расч} = \sqrt[4]{\frac{P_{ср} N_{и} \tau_{и} G_{пер} G_{пр} \sigma_{ц} \lambda^2 F_{пер}^2 F_{пр}^2}{(4\pi)^3 q_{min} k T \Pi_{ш} L}}$$

где $P_{ср}$ – средняя мощность передатчика, $N_{и}$ – количество импульсов в последовательности, $\tau_{и}$ – длительность импульсов, $G_{пер} = G_{пр}$ – коэффициент усиления антенны, $\sigma_{ц}$ – ЭПР цели, $\lambda = \frac{3 \cdot 10^8}{f_0}$ – длина волны, $F_{пер}, F_{пр}$ – множители влияния земли и тропосферы на участке антенна – цель на передачу и прием, q_{min} – минимальное отношение «сигнал-шум», $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана, $T = 290^\circ\text{К}$ – шумовая температура антенны, $\Pi_{ш} = \frac{1}{\tau_{и}}$ – полоса пропускания приемного устройства, L – обобщенный коэффициент потерь. Для удобства коэффициенты $F_{пер}, F_{пр}, L$ приравнены к единице и не учитываются при определении дальности, а $q_{min} = 8,5$ дБ определено из зависимости отношения «сигнал-шум» от числа проинтегрированных импульсов ($N_{и} = 16$) для требуемых значений условной вероятности правильного обнаружения $D_{по} = 0,9$ и ложной тревоги $F_{лт} = 10^{-6}$ [4]. Семейство кривых выбрано из предположения медленных нерелеевских флуктуаций сигнала, свойственных малоразмерным БПЛА.

В случае отсутствия необходимости устранения неоднозначности измерений, высвободившийся ресурс времени может быть направлен на увеличение энергии сигнала путем увеличения его длительности. Применимо к обнаружению-измерению, отсутствие необходимости устранения неоднозначности является признаком регулярного обнаружения-измерения [3].

Таким образом, наличие неоднозначности измерений ограничивает возможности ИД РЛС по увеличению дальности обнаружения, а обеспечение регулярного обнаружения-измерения приведет к высвобождению ресурса времени с устранения неоднозначности, перераспределению его на увеличение длительности сигнала с дальнейшим ростом энергии сигнала и ОСШ.

Для оценивания выигрыша в дальности обнаружения от применения процедуры регулярного обнаружения-измерения, рассчита-

Полученная расчетная максимальная дальность обнаружения целей в диапазоне $\sigma_{ц} \approx 0,01 \dots 0,003 \text{ м}^2$ составляет $R_{\text{расч}} = 9 \dots 12 \text{ км}$. При обеспечении регулярного обнаружения-измерения длительность сигнала может быть увеличена в 3 и более раз, так как большинство методов устранения неоднозначности в ИД РЛС со средней ЧПИ требуют результатов неоднозначных измерений в 3 и более зондированиях [5]. В таком случае изменяются некоторые переменные в (1) : $N_{и} = 48$, $q_{\text{min}} = 6,2 \text{ дБ}$, а новая расчетная дальность составит $R_{\text{расч}} = 12 \dots 16 \text{ км}$, что обеспечивает прирост не менее 33%. Стоит отметить, что q_{min} , меньшее во втором случае, вовсе не означает снижение ОСШ, а лишь определяет более низкое его минимальное значение, обеспечивающее те же показатели качества обнаружения $D_{\text{по}}$ и $F_{\text{лт}}$.

Регулярное обнаружение-измерение подразумевает под собой параметрическую оптимизацию структуры импульсной последовательности с целью минимизации уровня функции неопределенности сигнала в рабочей области время-частотных рассогласований. В работе [6] предложена нерегулярная импульсная последовательность,

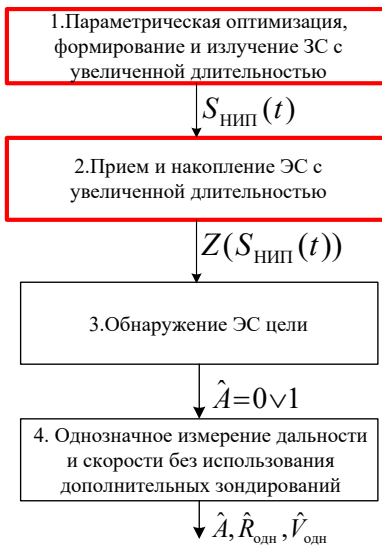


Рис. 3

обладающая близким к минимально возможному уровню боковых локальных максимумов автокорреляционной функции, применение которой в ИД РЛС может способствовать обеспечению регулярности обнаружения-измерения. Структурно процедура регулярного обнаружения-измерения имеет вид, представленный на рис. 3, и включает в себя следующие операции:

- параметрическая оптимизация, формирование и излучение сигнала увеличенной длительности – решение об увеличении длительности сигнала принимается на основании минимизации уровня функции неопределенности применяемой импульсной последовательности в рабочей области рассогласований;
- прием и накопление ЭС увеличенной длительности – на этом этапе обеспечивается выигрыш в ОСШ за счет накопления большего количества импульсов, чем при использовании стандартных процедур;

- обнаружение ЭС цели – проводится классическим способом, к примеру, путем сравнения решающей статистики Z с порогом, выбранным по критерию Неймана-Пирсона;
- однозначное измерение дальности и скорости методом максимального правдоподобия без использования дополнительных измерений и решающих правил.

Выходным эффектом предлагаемой процедуры является решение о наличии или отсутствии цели одновременно с однозначным оцениванием дальности и скорости.

Применение процедуры регулярного обнаружения-измерения в ИД РЛС не требует выделения дополнительного временного ресурса и позволяет повысить дальность обнаружения не менее, чем на 33%, но требует видоизменения приемного тракта в соответствии с оптимизированным сигналом и большей вычислительной мощности для обработки сигнала кратно увеличенной длительности.

Таким образом, в статье предложено направление повышения дальности обнаружения малозаметных целей в ИД РЛС со средней ЧПИ за счет использования процедуры регулярного обнаружения-измерения, обеспечивающей кратный рост длительности и энергии зондирующего сигнала.

- [1] Макаренко С.И. Противодействие беспилотным летательным аппаратам. Монография. – СПб.: Научное издание, 2020, 204 с.
- [2] Шишов Ю.А., Ворошилов В.А. Многоканальная радиолокация с временным разделением каналов. – М.: Радио и связь, 1987, 144 с.
- [3] Ширман Я.Д., Манжос В.Н. Теория и техника обработки радиолокационной информации на фоне помех. – М.: Радио и связь, 1981, 416 с.
- [4] Скольник М. Справочник по радиолокации: в 4 ч. Ч 1. – М.: Сов. радио, 1976, 456 с.
- [5] Меркулов В.И., Канащенков А.И., Перов А.И. и др. Оценивание дальности и скорости в радиолокационных системах Часть 1. – М.: «Радиотехника», 2004, 312 с.
- [6] Волков А.В., Лаврентьев А.М. // Труды XXVI научной конференции по радиофизике, посвященной 120-летию М.Т. Греховой. – Нижний Новгород: ННГУ, 2022. С. 249.

ПРИМЕНЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНО-СФЕРИЧЕСКОГО АНСАМБЛЯ СИГНАЛОВ ПРИ ПОСТРОЕНИИ ШУМОПОДОБНЫХ СИГНАЛОВ

В.В. Пархачёв, Р.О. Тумаков

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В данной работе рассматривается построение шумоподобного сигнала на основе поверхностно-сферического ансамбля сигналов и определяется его помехоустойчивость для некоторых частных случаев.

Общие положения

Как известно, сигнал можно представить [1] в виде точки в N -мерном пространстве. Набор сигналов, соответствующих набору точек в сигнальном пространстве, называется ансамблем сигналов. Точки можно расположить на поверхности N -мерной сферы. Ансамбль сигналов, состоящий из точек, находящихся на поверхности N -мерной сферы, называется поверхностно-сферическим ансамблем сигналов.

Любой сигнал, принадлежащий к поверхностно-сферическому ансамблю сигналов, можно представить в виде:

$$s(t) = \sqrt{\left(\frac{N}{2}\right) P_S} \left[\sum_{i=1}^N x_i V_i(t) \right], \quad (1)$$

где N – размерность сигнального пространства, P_S – средняя мощность сигналов, $V_i(t)$ – элементарные ортогональные сигналы, x_i – координаты точки в сигнальном пространстве, соответствующие конкретному сигналу

В случае использования тригонометрического базиса сигнал примет следующий вид:

$$s(t) = \sqrt{\left(\frac{N}{2}\right) P_S} \left[\sum_{i=1}^{\frac{N}{2}} x_{2i-1}^m \sin(\omega_i t) + x_{2i}^m \cos(\omega_i t) \right]. \quad (2)$$

А при использовании базиса Котельникова, сигнал будет выглядеть следующим образом:

$$s(t) = \sqrt{(N/2) P_S} \sum_{k=-\infty}^{\infty} x_k^m \frac{\sin[(\pi/T)(t - kT)]}{[(\pi/T)(t - kT)]}. \quad (3)$$

Как уже было сказано, сигнал может определяться [2] координатами точки в N -мерном сигнальном пространстве. Исходя из Полярного метода Марсальи [3], следует, что при достаточно большой размерности N -мерной сферы, координаты точек, расположенных на ее поверхности, становятся распределены по Гауссу. То есть, координаты точек чисел x , в случае распределения точек по поверхности сферы достаточно большой размерности, становятся гауссовой величиной.

Как следует из свойств гауссовых величин, суперпозиция детерминированной и гауссовой величины становится гауссовой величиной. В таком случае, набор координат

точек x , расположенных на поверхности N -мерной сферы достаточно большой размерности, позволяет получить гауссов сигнал. Другими словами, сигнал по своим свойствам приближается к свойствам гауссового шума, а, значит, и к шенноновскому теоретическому пределу пропускной способности [4]. Сигнал, приближенный по своим свойствам к шуму, называют шумоподобным.

Выбор способа расположения точек на поверхности сферы

Ниже приведены примеры распределения 5000 точек по поверхности трёхмерной сферы двумя способами – слоями [2] (рис. 1) и спиралью Фибоначчи [5] (рис. 2).

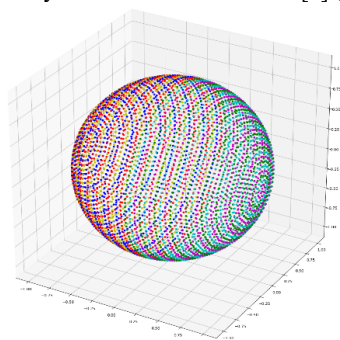


Рис. 1

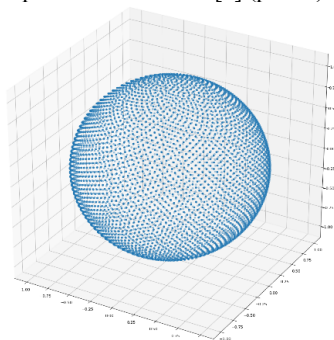


Рис. 2

Точки на поверхности сферы следует распределять равномерно, чтобы вероятность символической ошибки была одинаковой для всех символов.

Для выбора наиболее подходящего способа размещения точек на поверхности сферы были рассчитаны расстояния между ближайшими точками при разном числе точек в ансамбле сигналов в случаях расположения точек спиралью и расположения точек слоями по трёхмерной сфере единичного радиуса.

Далее приведено сравнение двух распределений (а именно, слоями и спиралью) сигнальных точек по сфере на основе полученных значений расстояний.

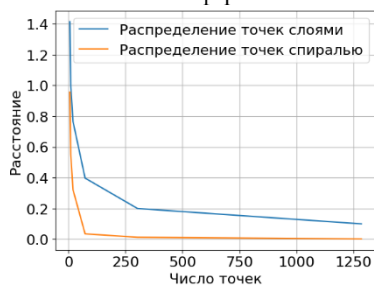


Рис. 3

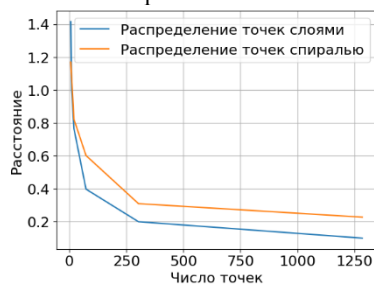


Рис. 4

На рис. 3-6 изображены зависимости минимального, максимального из ближайших расстояний между точками для двух способов, а также их средние значения и дисперсии соответственно.

В случае спирального покрытия сферы, расстояния между точками распределены в более широком диапазоне, чем в случае покрытия слоями. Для дальнейшего исследования будем использовать слойный способ размещения точек на сфере.

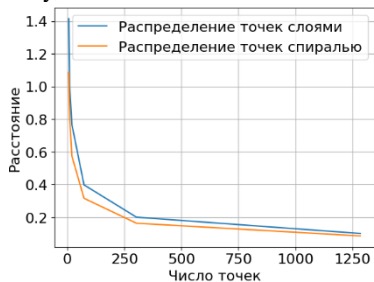


Рис. 5

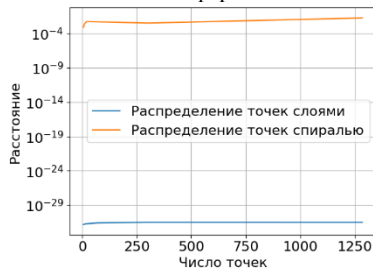


Рис. 6

Вероятность символьной ошибки

Была рассчитана теоретическая вероятность символьной ошибки для случая трехмерного поверхностно-сферического ансамбля сигналов, состоящего из 6 сигнальных точек. Ниже на графиках приведено сравнение с примерами традиционных ансамблей сигналов, а именно – QPSK (рис. 7) и 6PSK (рис. 8). Для краткости, в легендах графиков, сигнал, основанный на трехмерном поверхностно-сферическом ансамбле сигналов, будем называть 6ПСАС.

Сравнение QPSK и 6ПСАС проводилось исходя из того, что в обоих случаях минимальные расстояния между ближайшими точками равны. Как видим из рис.7, вероятность символьной ошибки в случае 6ПСАС выше, чем в случае QPSK. Но не стоит забывать, что в одном символе 6ПСАС передается больше информации, чем в символе QPSK. Сравнение 6ПСАС и 6PSK проводилось исходя из того, что оба ансамбля сигналов состоят из одинакового числа точек. Из рис. 8 следует, что вероятность символьной ошибки в случае 6ПСАС ниже, чем в случае 6PSK. Другими словами, при одинаковом числе сигнальных точек, сигнал, основанный на поверхностно-сферическом ансамбле сигналов, дает выигрыш перед двумерным ансамблем сигналов. Однако, передача сигнала из трёхмерного ансамбля требует больше частотно-временного ресурса.

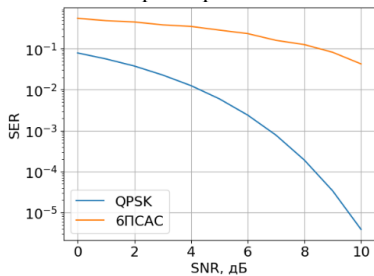


Рис. 7

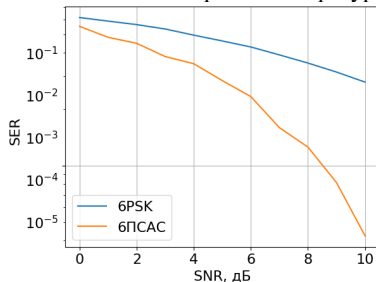


Рис. 8

Выводы

В ходе работы был проведен сравнительный анализ двух способов расположения сигнальных точек. Наиболее подходящим оказался слоевой метод формирования поверхностно-сферического ансамбля сигналов. Был проведен анализ помехоустойчивости поверхностно-сферического ансамбля сигналов, сформированного на основе выбранного метода расположения сигнальных точек. Был проведен расчет символьной ошибки сигнала, основанного на поверхностно-сферическом ансамбле из шести сигналов. Было проведено сравнение с традиционными ансамблями сигналов (QPSK, 6PSK). Символьная ошибка выбранного ансамбля сигналов оказалась несколько больше, чем в случае QPSK, но меньше, чем у 6PSK. При этом один сигнал из поверхностно-сферического ансамбля несёт больше информации, чем сигнал QPSK. А при равном количестве сигнальных точек, поверхностно-сферический ансамбль сигналов показал более высокую, по сравнению с традиционным 6PSK, помехоустойчивость.

Работа выполнена в рамках научного проекта «Интеллектуальные системы контроля воздушного пространства» Передовой инженерной школы ННГУ им. Н.И. Лобачевского.

- [1] Ермолаев В.Т., Флакман А.Г. Теоретические основы обработки сигналов в беспроводных системах связи: Монография. – Нижний Новгород: Изд-во ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 2011, 368 с.
- [2] Быховский М.А. Гиперфазовая модуляция – оптимальный метод передачи сообщений в гауссовских каналах связи. 2018, 310с. ISBN 978-5-94836-478-0
- [3] Marsaglia G. // Ann. Math. Statist. 1972. No 43 (2). P. 645.
- [4] Шеннон К. Работы по теории информации и кибернетике. – М.: Издательство иностранной литературы, 1963, 830 с.
- [5] Аракелян Г.Б. Математика и история золотого сечения. – М.: Логос, 2014, 404 с.

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ИСКУССТВЕННОГО ШУМА НА СКРЫТНОСТЬ ПЕРЕДАЧИ ИНФОРМАЦИИ В МИМО-СИСТЕМЕ

В.В. Пархачёв, Е.А. Рыжкова

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В данной работе рассмотрен способ увеличения скрытности передачи информации беспроводной системы связи с помощью искусственного шума. А также предложен алгоритм поиска оптимальных параметров искусственного шума.

Искусственный шум – это нормально распределённые сигналы, генерируемые передатчиком для ухудшения отношения сигнал/шум (ОСШ) на стороне перехватчика [1]. Скрытность передаваемой информации в данной работе характеризуется секретной ёмкостью (SC). Секретная ёмкость системы – это количество скрытно переданной информации, оно определяется как разность спектральных эффективностей (СЭ) каналов передатчик-легитимный приёмник и передатчик-нелегитимный приёмник (перехватчик) [2]:

$$SC = C_B - C_E, \quad (1)$$

где C_B и C_E – СЭ каналов передатчик-легитимный приёмник и передатчик-перехватчик соответственно.

Описание системы

В работе рассмотрена беспроводная система связи, состоящая из трёх пользователей: передатчика (Алисы) с M антеннами, приёмника (Боба) с N антеннами и пассивного перехватчика (Евы) с N' антеннами (рис. 1).

Для передачи информации в рэлевском канале связи Алиса и Боб используют МИМО-систему с обратной связью и пространственным кодированием. Вместе с полезным сигналом Алиса передаёт искусственный шум, который она формирует, используя часть доступной ей мощности. Таким образом происходит распределение полезного и шумового сигнала по K пространственным подканалам системы.

Для такой системы, используя СЭ МИМО-системы [3-4], была получена формула расчёта SC для системы с искусственным шумом:

$$SC = \log_2 \left(\det \left(I_K + \frac{P_s \Lambda}{P_n \Lambda + \sigma_B^2 I_K} \right) \right) - \quad (2)$$

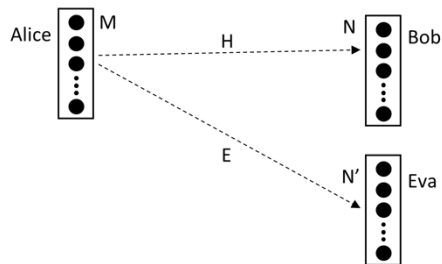


Рис. 1

$$-\log_2 \left(\det \left(I_{N'} + \frac{E A P_S A^H E^H}{E A_n P_n A_n^H E^H + \sigma_E^2 I_{N'}} \right) \right),$$

где A и A_n – $(M \times K)$ -мерная и $(M \times M)$ -мерная матрицы, состоящие из весовых векторов кодеров полезного и шумового сигналов соответственно;

P_S и P_n – $(K \times K)$ -мерные диагональные матрицы, состоящие из мощностей полезного и шумового сигналов, распределённых по пространственным подканалам;

Λ – $(K \times K)$ -мерная диагональная матрица, состоящая из собственных чисел матрицы HH^H или $H^H H$;

E и H – каналные матрицы Алиса-Ева и Алиса-Боб соответственно;

σ_B^2 и σ_E^2 – средние мощности шума в каналах Алиса-Боб и Алиса-Ева соответственно;

I_K и $I_{N'}$ – единичные матрицы размером $K \times K$ и $N' \times N'$ соответственно;

$()^H$ – эрмитово сопряжение.

Формула (2) получена в общем виде: для произвольного количества антенн Алисы, Боба и Евы, а также произвольной кодирующей матрицы искусственного шума A_n .

Увеличение скрытности передачи информации

Максимального значения SC можно достичь при оптимальном распределении полезного и шумового сигнала по подканалам. Для этого были разработаны алгоритмы поиска оптимальных распределений мощностей полезного и шумового сигналов для двух случаев системы: с известной (рис. 2) и неизвестной (рис. 3) канальной матрицей перехватчика на стороне передатчика. Данные алгоритмы представлены ниже в виде блок-схем. Они позволяют построить зависимости SC системы от отношения сигнал/шум (аддитивный белый гауссовский шум).

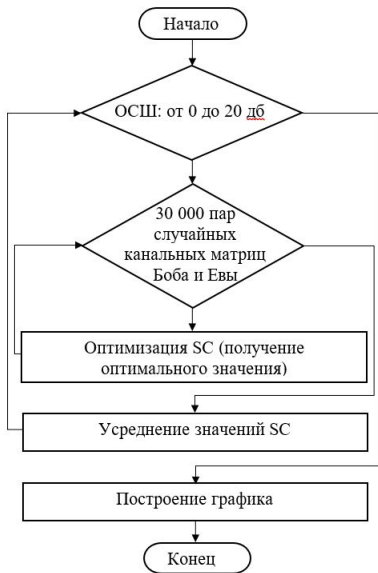


Рис. 2

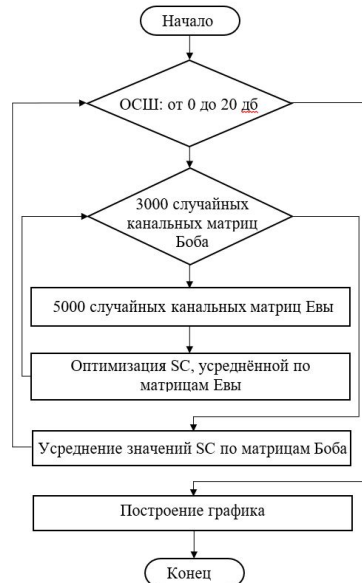


Рис. 3

В качестве целевой функции использована формула (2), где параметрами оптимизации являются мощности полезного $p_{s1}, p_{s2}, \dots, p_{sK}$ и шумового $p_{n1}, p_{n2}, \dots, p_{nK}$ сигналов по подканалам, которые формируют матрицы P_s и P_n .

Моделирование работы системы

Данная задача оптимизации была решена для частного случая системы, где Алиса, Боб и Ева имеют по две антенны. Для поиска максимума были заданы следующие ограничения на мощности сигналов: $0 \leq p_{s1}, p_{s2}, p_{n1}, p_{n2} \leq 1$ и $p_{s1} + p_{s2} + p_{n1} + p_{n2} = 1$.

Результаты представлены в виде зависимостей SC системы от ОСШ для случаев с известной (рис. 4) и неизвестной (рис. 5) канальной матрицей перехватчика. Здесь синий (сплошной) график – SC системы с искусственным шумом, красный (пунктирный) – без искусственного шума.

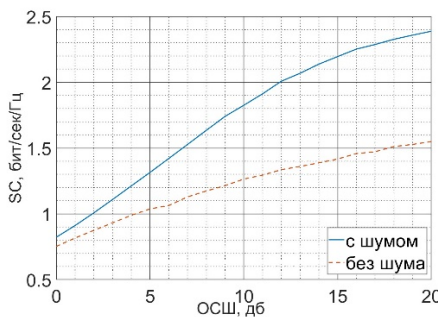


Рис. 4

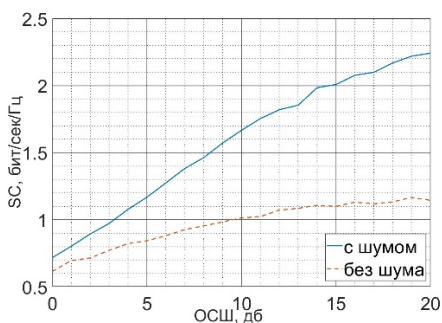


Рис. 5

Из данных результатов видно, что использование искусственного шума существенно увеличивает SC системы.

Для удобства сравнения на рис. 6 представлены вместе графики SC систем с известной и неизвестной канальной матрицей перехватчика при наличии искусственного шума. Сравнение показало, что знание канальной матрицы перехватчика на стороне передатчика значительно увеличивает SC системы.

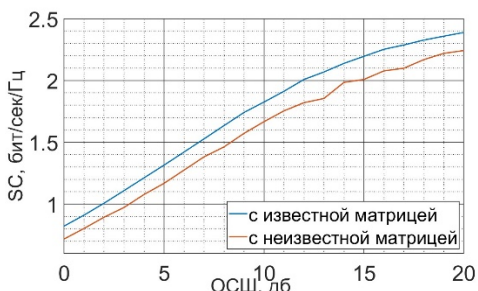


Рис. 6

Отдельно были рассмотрены оптимальные распределения мощностей полезного и шумового сигнала по подканалам для ОСШ 0-20 дБ. Результаты показали, что оптимальная доля шума в передаваемом сигнале растёт с увеличением ОСШ, таким образом при ОСШ = 0 дБ оптимальная доля шума в передаваемом сигнале составляет 15-20%, при ОСШ = 5 дБ она лежит в интервале 30-35%, при ОСШ = 10 дБ — в интервале 40-42%, при ОСШ = 20 дБ — в интервале 45-47%. Также было отмечено, что в большинстве случаев оптимальным является разделение полезного и шумового сигнала по разным подканалам.

Полученные результаты

В ходе данных исследований было рассмотрено увеличение скрытности передачи информации в ММО-системе с помощью искусственного шума. Получена зависимость SC системы от ОСШ. Предложен алгоритм поиска оптимальных параметров искусственного шума. Решена задача оптимизации с ограничениями для частного случая системы при известной и неизвестной канальной матрице перехватчика. Основные полученные результаты:

- использование искусственного шума значительно увеличивает среднее значение SC системы в обоих случаях;

- знание канальной матрицы перехватчика существенно повышает SC системы;
- оптимальная доля искусственного шума в передаваемом сигнале увеличивается с ростом ОСШ: при ОСШ = 0 дБ оптимальная доля шума составляет 15-20%, при ОСШ = 5 дБ она лежит в интервале 30-35%, при ОСШ 10 дБ – в интервале 40-42%, при ОСШ 20 дБ – в интервале 45-47%.
- в большинстве случаев оптимальным является разделение полезного и шумового сигнала по разным подканалам.

Работа выполнена в рамках научного проекта «Интеллектуальные системы контроля воздушного пространства» Передовой инженерной школы ННГУ им. Н.И. Лобачевского.

- [1] Ruoheng L., Wide T. Securing Wireless Communications at the Physical Layer – New York: Springer Science+Business Media, 2010, p. 19.
- [2] Marco B., Stefano T., Physical and Data-Link Security Techniques for Future Communication Systems – New York: Springer International Publishing Switzerland, 2016, p. 1.
- [3] Ермолаев В.Т., Флакман А.Г. Теоретические основы обработки сигналов в беспроводных системах связи. – Нижний Новгород: Издательство ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 2011. С. 368.
- [4] Ермолаев В.Т., Флакман А.Г. Адаптивная пространственная обработка сигналов в системах беспроводной связи. – Нижний Новгород: Издательство ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 2006. С. 99.

Секция «Радиофизические методы измерения
и их компьютерное обеспечение»

Заседание секции проводилось 16 мая 2023 г.
Председатель – Е.С. Фитасов, секретарь – В.Н. Бугров.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXVII научной конференции по радиофизике

**СЕКЦИЯ
«ОБЩАЯ ФИЗИКА»**

Председатель – М.И. Бакунов, секретарь – Е.З. Грибова.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ БИМОЛЕКУЛЯРНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ $\text{CO}_2\text{-CO}_2$ И $\text{CO}_2\text{-Ar}$ В ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ 156–255 ГГц

И.С. Амерханов^{1, 2)}, Т.А. Галанина¹⁾, А.О. Королева¹⁾, Е.А. Серов¹⁾,
М.А. Кошелев¹⁾, М.Ю. Третьяков¹⁾

¹⁾ ИИФ РАН

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Возрастающие требования к точности описания радиационных и климатических свойств атмосфер экзопланет и планет земной группы приводят к необходимости учета бимолекулярного поглощения. Оно обусловлено парным взаимодействием, приводящим к образованию новых поглощающих объектов – свободных пар, метастабильных и стабильных димеров. Для описания спектров бимолекулярного поглощения представляется перспективным использование численного метода на основе классических траекторий. Высокоточные лабораторные экспериментальные данные необходимы для валидации результатов и развития метода теоретических расчётов.

В настоящее время метод классических траекторий применяется для расчета спектров бимолекулярного поглощения неполярных молекул (например, N_2 , CO_2 и их смесей с инертными газами). Результаты расчетов демонстрируют хорошее согласие с экспериментальными данными, полученными в мм- и дальнем ИК-диапазонах [1,2]. Ожидается, что в будущем метод классических траекторий будет распространен на случай полярных молекул (CO , H_2O) и позволит рассчитать бимолекулярное поглощение водяного пара, которое вносит существенный вклад в поглощение излучения атмосферой Земли.

Данная работа является продолжением цикла работ [2, 3], целью которых является экспериментальное исследование бимолекулярного поглощения $\text{CO}_2\text{-CO}_2$ и $\text{CO}_2\text{-Ar}$ в мм-диапазоне длин волн. В частности, бимолекулярное поглощение $\text{CO}_2\text{-CO}_2$ и $\text{CO}_2\text{-Ar}$ исследовалось в диапазоне частот 145–255 ГГц при пяти температурах в интервале 268–333 К с помощью резонаторного спектрометра [4]. В качестве источника излучения использовалась лампа обратной волны (ОВ-24). Измерительным элементом спектрометра является открытый резонатор Фабри–Перо. При заполнении его объема поглощающим газом добротность уменьшается, а ширины резонансных кривых увеличиваются. Коэффициент поглощения пропорционален разнице ширин резонансных кривых, когда резонатор заполнен поглощающим (Δf) и непоглощающим (Δf_0) газами:

$$\alpha = \frac{2\pi}{c} (\Delta f - \Delta f_0). \quad (1)$$

Коэффициент бимолекулярного поглощения α , измеряемый в эксперименте, складывается из поглощения, обусловленного взаимодействием молекул CO_2 друг с другом (собственный континуум) и с молекулами Ar (сторонний континуум):

$$\alpha = \alpha_{\text{CO}_2\text{-CO}_2} + \alpha_{\text{CO}_2\text{-Ar}}. \quad (2)$$

В случае чистого углекислого газа коэффициент поглощения α определяется только первым членом соотношения (2).

Так как всё наблюдаемое для углекислого газа поглощение является бимолекулярным, его величина пропорциональна произведению концентраций взаимодействующих молекул:

$$\alpha_{X-Y}(f, T, n) = C_{X-Y}(f, T)n_X n_Y, \quad (3)$$

где n – концентрация молекул, f – частота, T – температура, C – нормированный на концентрации коэффициент поглощения, X и Y – молекулы взаимодействующих газов.

Для наглядности представления экспериментальных данных используется спектральная функция, которая определяется как

$$S_{X-Y}(f, T) = C_{X-Y}(f, T) / f^2, \quad (4)$$

что соответствует нормировке на общий для всех типов поглотителей излучения «радиационный член», который в мм-диапазоне эквивалентен квадрату частоты f .

Спектральные функции экспериментального континуального поглощения чистого CO_2 и его смеси с Ar аппроксимировались функцией, вид которой был эмпирически определен из результатов численных расчетов методом классических траекторий [2]:

$$F(f, T) = a_0(T)(1 - a_1 f^2) + a_2(T) \exp\left(\frac{-(f - a_3)^2}{a_4^2}\right), \quad (5)$$

$$a_{0,2}(T) = b_{0,2} + c_{0,2}T + d_{0,2}T^2.$$

Значения параметров аппроксимации (5), наилучшим образом соответствующие полученным экспериментальным данным, приведены в таблице.

Табл.

	$\text{CO}_2\text{-CO}_2$	$\text{CO}_2\text{-Ar}$
$b_0, 10^{-7}$ см амага ⁻²	5.916	0.544
$c_0, 10^{-9}$ см амага ⁻² К ⁻¹	-2.912	-0.1116
$d_0, 10^{-12}$ см амага ⁻² К ⁻²	3.889	0
$a_1, 10^{-7}$ см амага ⁻² ГГц ⁻²	0	2.778
$b_2, 10^{-7}$ см амага ⁻²	2.683	0.4085
$c_2, 10^{-9}$ см амага ⁻² К ⁻¹	-1.419	-0.1109
$d_2, 10^{-12}$ см амага ⁻² К ⁻²	1.946	0
a_3 , ГГц	0	98.56
a_4 , ГГц	190	57.62

Спектральные функции бимолекулярного поглощения чистого углекислого газа и его смеси с аргоном представлены на рис. 1 и 2 соответственно. Символы соответствуют экспериментальным данным, полученным в данной работе в диапазоне частот 156–255 ГГц, и в нашем предыдущем исследовании [3] в диапазоне частот 105–145 ГГц. Сплошные и пунктирные линии – результат аппроксимации экспериментальных данных функцией (5) и результаты расчетов методом классических траекторий при температурах 268 К (темно-синий), 279 К (светло-синий), 296 К (зеленый), 317 К (красный), 333 К (оранжевый), соответственно. Тёмно-зелёным обозначены данные, полученные ранее при комнатной температуре [2]. Неопределенность полученных аппроксимаций (включая статистическую и систематическую погрешность) составляет менее 1.8% и менее 4.4 % для спектральных функций $\text{CO}_2\text{-CO}_2$ и $\text{CO}_2\text{-Ar}$ соответственно.

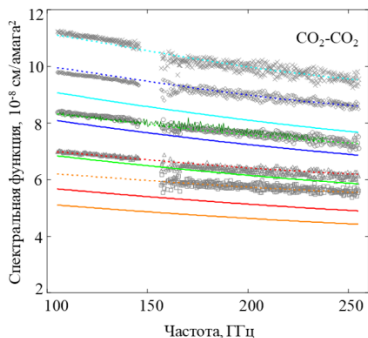


Рис. 1

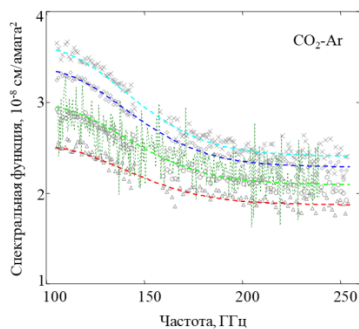


Рис. 2

Полученные данные о бимолекулярном поглощении $\text{CO}_2\text{-Ar}$ и $\text{CO}_2\text{-CO}_2$ согласуются с результатами предыдущих исследований [2, 3]. Отметим, что в результате оптимизации волноводного тракта спектрометра экспериментальные записи спектров $\text{CO}_2\text{-Ar}$ получены с большим отношением сигнал/шум по сравнению с [3].

Расчёт воспроизводит частотные и температурные зависимости, наблюдаемые в эксперименте, хотя и отличается по величине на 10% и 20% в случае бимолекулярного поглощения $\text{CO}_2\text{-Ar}$ и $\text{CO}_2\text{-CO}_2$ соответственно, что можно считать хорошим согласием, если брать во внимание сложность исследуемого объекта. Это занижение величины континуума вероятно связано с приближением жёстких мономеров, которое использовалось в расчётах. Согласно расчёту [2], отличие спектральных функций $\text{CO}_2\text{-Ar}$ и $\text{CO}_2\text{-CO}_2$ мм-диапазона длин волн от постоянной величины обуславливается поглощением димерами $\text{CO}_2\text{-Ar}$ и $\text{CO}_2\text{-CO}_2$. Наблюдение в эксперименте аналогичной расчёту частотной и температурной зависимости говорит о существенном вкладе димеров в наблюдаемое поглощение. Полученные в ходе данной работы спектры представляют практический интерес для задач дистанционного зондирования атмосфер планет Солнечной системы, таких как Марс и Венера, а также экзопланет, которые состоят преимущественно из углекислого газа. В фундаментальном плане данная работа призвана помочь сделать ещё один шаг к теоретически обоснованному и подтвержденному данными лабораторных наблюдений неэмпирическому моделированию континуального поглощения в чистых газах и их смесях.

Работа выполнена при поддержке РФФ, проект 22-17-00041.

- [1] Serov E.A. // J. Quant. Spectrosc. Rad. Trans. 2020. No. 242. P. 106774.
- [2] Odintsova T. A., et al. // J. Quant. Spectrosc. Rad. Transf. 2021. Vol. 258. P. 107400.
- [3] Одинцова Т.А. и др. // В кн.: Тр. XXVI научн. конф. по радиофизике. 12–27 мая 2022 г. / Ред. В.В. Матросов – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2022. С. 310.
- [4] Koshelev M.A., et al. // IEEE Trans. Terahertz. Sci. Technol. 2018. Vol. 8. I. 6. P.773.

МНОГОУРОВНЕВАЯ МОДЕЛЬ МНОГОФОТОННЫХ ПРОЦЕССОВ В АТОМЕ ГЕЛИЯ В СИЛЬНОМ ЛАЗЕРНОМ ПОЛЕ: УЧЁТ ИОНИЗАЦИИ И ВЫСОКОЭФФЕКТИВНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ПОДПОРОГОВЫХ ГАРМОНИК

**И.Р. Хайрулин, В.А. Антонов, М.Ю. Емелин, М.М. Попова,
Е.В. Грызлова, М.Ю. Рябкин**

ИПФ РАН

Появление когерентных источников вакуумного ультрафиолетового и рентгеновского излучения, основанных на генерации гармоник высокого порядка (ГГВП) лазерного поля в газовых средах в режиме туннельной ионизации, на рубеже XX–XXI веков привело к зарождению аттосекундной физики – области науки, посвящённой исследованию и управлению динамикой физических и химических процессов в атомах, молекулах и твёрдых телах на аттосекундных временных масштабах [1].

Основой качественного понимания и теоретического описания процесса ГГВП в туннельном режиме ионизации на микроскопическом уровне стала трёхступенчатая модель перераспределения [2]. Согласно этой модели, ГГВП протекает в три этапа: ионизация атома под действием интенсивного лазерного поля, ускорение оторванного электрона в поле, и его столкновение с родительским ионом, которое может привести к преобразованию набранной кинетической энергии в высокочастотный фотон. На квантово-механическом языке [3] этому соответствует появление высокочастотной нелинейной поляризации атома вследствие интерференции составляющих волновой функции, соответствующих высвобожденному и связанному электронам атома. Таким образом, в туннельном режиме ионизации важнейшую роль в процессе ГГВП играет динамика оторванного от атома электрона в континууме. Тем не менее, заметную роль также играют и особенности волновой функции связанного валентного электрона, что нашло своё применение в ГГВП-спектроскопии атомов и молекул [4].

Туннельный режим ионизации, соответствующий высокой интенсивности и малой частоте лазерного поля, привлекателен для ГГВП тем, что позволяет генерировать гармоники с энергиями фотонов более 1 кэВ [5]. При этом фазы высоких гармоник в области плато могут быть упорядочены, что позволяет использовать их для формирования аттосекундных импульсов [6]. В то же время, эффективность ГГВП в режиме туннельной ионизации оказывается невысокой, что объясняется, во-первых, распылением свободной части электронного волнового пакета, а во-вторых, рассогласованием фазовых скоростей генерируемых гармоник и лазерного поля, обусловленным, прежде всего, появлением плазмы вследствие ионизации среды. Более того, для генерации гармоник в туннельном режиме, как правило, необходимо использовать дополнительные каскады усиления для лазерного излучения, что значительно снижает частоту повторения импульсов, являющуюся важным параметром с точки зрения достижения высокого отношения сигнал/шум в экспериментах с использованием высоких гармоник.

В связи с этим в последние годы большой интерес вызывает генерация гармоник в многофотонном и промежуточном режимах ионизации [7], которые реализуются при больших частотах и меньших интенсивностях лазерного поля. При этом эффективность генерации гармоник существенно увеличивается вследствие уменьшения как степени распыления свободной части электронного волнового пакета, так и степени ионизации

среды. Более того, при наличии промежуточных многофотонных резонансов с возбуждёнными связанными состояниями атома эффективность генерации гармоник дополнительно возрастает. Однако описание генерации гармоник в многофотонном и промежуточных режимах ионизации представляет собой сложную задачу, так как приближения, используемые при описании ГГВП в туннельном режиме ионизации, становятся неприемлемыми.

В настоящей работе для описания многофотонных процессов в атоме в присутствии лазерного поля была использована модель, предложенная нами в работе [8]. В качестве объекта исследований был выбран наиболее простой многоэлектронный атом – атом He. Данная модель основана на решении нестационарного уравнения Шредингера (НУШ) относительно волновой функции многоэлектронного атома в лазерном поле путём её разложения по стационарным состояниям. При этом в разложении учитываются как связанные состояния атома, так и состояния одноэлектронного континуума. В результате уравнение Шредингера относительно волновой функции атома может быть переписано в виде бесконечной системы связанных уравнений относительно амплитуд возбуждения соответствующих стационарных состояний, для решения которой делаются три приближения. Во-первых, так как в задаче имеется характерная частота, а именно частота лазерного поля, то амплитуды возбуждения связанных состояний представляются в виде разложения в ряд Фурье по гармоникам лазерного поля. Во-вторых, так как для описания особенностей генерации подпороговых гармоник в условиях многофотонных резонансов со связанными состояниями атома можно не учитывать динамику свободной части электронного волнового пакета, то для описания многофотонной ионизации используется метод адиабатического исключения состояний континуума [9], в котором учитываются только те состояния континуума, в которые разрешены дипольные переходы из связанных состояний атома. И в-третьих, в модели пренебрегается влиянием обратных переходов из состояний континуума в связанные состояния на амплитуды возбуждения последних, что оправдывается малой степенью ионизации. С учётом перечисленных приближений система уравнений относительно амплитуд возбуждения стационарных состояний атома сводится к линейной однородной системе уравнений относительно фурье-компонент амплитуд возбуждения связанных состояний, каждая из которых характеризуется своей скоростью ионизации. Эту систему удобно рассматривать в квазиэнергетическом представлении, где каждый номер n в Фурье-разложении результирующей волновой функции представляет собой набор квазиуровней, энергии которых смещены относительно своего невозмущённого значения на $n\Omega$, где Ω – энергия фотона лазерного поля. При этом населённость каждого квазиуровня изменяется вследствие ионизации, а также дипольных переходов на другие квазиуровни. Следует отметить, что в этой системе уравнений многоэлектронные свойства атома учитываются в значениях энергий стационарных состояний, а также дипольных моментов переходов между ними, которые могут быть вычислены в результате решения стационарного многоэлектронного уравнения Шредингера, например, многоконфигурационным методом Хартри–Фока [10].

На основе описанной выше модели было исследовано влияние многофотонного возбуждения атома на характер его ионизации. Показано, что резонансы между связанными состояниями (чётной фотонной кратности с дипольно-запрещёнными перехо-

дами и нечётной фотонной кратности с дипольно-разрешёнными переходами) приводят к резкому увеличению степени ионизации атома вследствие заселения соответствующих возбуждённых состояний и последующей быстрой ионизации. Результаты расчётов были сопоставлены с численными решениями НУШ из первых принципов методом операторного расщепления с быстрым преобразованием Фурье [11] в двумерной одноэлектронной модели атома гелия с эффективным потенциалом, позволяющим воспроизвести энергии первых трёх состояний реального атома гелия с нулевым магнитным квантовым числом. Сопоставление показало, что ионизация в условиях резонансов невысокой фотонной кратности с низколежащими возбуждёнными состояниями корректно описывается моделью [8]. Однако в условиях резонансов большей фотонной кратности и резонансов с вышележащими состояниями наблюдаются различия как в степени ионизации атома, так и в значениях частоты лазерного поля, при которых реализуются многофотонные резонансы. Это может быть следствием как недостаточного количества стационарных состояний, учитываемых в проведённых на основе модели [8] расчётах, так и неточностью воспроизведения высоковозбуждённых состояний атома гелия в двумерной модели, использованной при решении НУШ из первых принципов.

Кроме того, показано, что в режиме многофотонной ионизации модель [8] позволяет корректно описывать основные особенности резонансной генерации подпороговых гармоник (частоты которых лежат ниже потенциала ионизации атома), обусловленной многофотонными переходами между связанными состояниями атома. В то же время, генерация гармоник с частотами выше потенциала ионизации атома описывается моделью [8] значительно менее точно, так как для корректного описания их генерации требуется учёт динамики свободной части электронного волнового пакета.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 22-12-00389).

- [1] Krausz F., Ivanov M. // *Rev. Mod. Phys.* 2009. Vol. 81, № 1. P. 163.
- [2] Corkum P.B. // *Phys. Rev. Lett.* 1993. Vol. 71, № 13. P. 1994.
- [3] Lewenstein M., et al. // *Phys. Rev. A.* 1994. Vol. 49, № 3. P. 2117.
- [4] Wörner H.J., et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2009. Vol. 102, № 10. P. 103901.
- [5] Popmintchev T., et al. // *Science.* 2012. Vol. 336. P. 1287.
- [6] López-Martens R., et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2005. Vol. 94, № 3. P. 033001.
- [7] Chini M., et al. // *Nature Photon.* 2014. Vol. 8, № 6. P. 437.
- [8] Хайрулин И.П., et al. // *Оптика и спектроскопия.* 2023. Т. 131, № 2. С. 136.
- [9] Parker J., Stroud C.R. // *Phys. Rev. A.* 1990. Vol. 41, № 3. P. 1602.
- [10] Froese-Fischer C., Brage T., Johnsson P. *Computational Atomic Structure: An MCHF Approach.* – Bristol: IOP Publishing, 1997, p. 279.
- [11] Fleck J.A., Morris J.R., Feit M.D. // *Appl. Phys.* 1976. Vol. 10, № 2. P. 129.

ПОГЛОЩЕНИЕ ВОДЯНОГО ПАРА В БЛИЖНЕМ ИК-ДИАПАЗОНЕ: ЛИНИИ И КОНТИНУУМ

А.О. Королева¹⁾, S. Kass²⁾, D. Mondelain²⁾, A. Campargue²⁾

¹⁾ ИИФ РАН

²⁾ Grenoble Alpes University

Окно прозрачности атмосферы 1,25 мкм находится вблизи максимума интенсивности приходящего в атмосферу солнечного излучения и имеет важное значение для ряда атмосферных и астрофизических приложений. Эта работа представляет собой обзор недавних лабораторных измерений резонансных линий и континуума основного поглотителя атмосферы – водяного пара, сделанных в этом окне прозрачности [1–3]. Спектры были записаны с помощью техники резонаторной спектроскопии (CRDS) [4]. Эта техника обеспечивает беспрецедентную чувствительность экспериментальных записей (уровень шума в единицах коэффициента поглощения $a_{min} \sim 10^{-11} \text{ см}^{-1}$), позволяющую измерить как малоинтенсивные линии, так и континуум, имеющий сравнительно малую величину на фоне интенсивного резонансного спектра воды.

Для определения параметров резонансных линий спектр поглощения водяного пара при комнатной температуре зарегистрирован в диапазоне от 8041 до 8633 см^{-1} . Определены положения и интенсивности более чем 5400 линий шести изотопологов воды (H_2^{16}O , H_2^{18}O , H_2^{17}O , HD^{16}O , HD^{18}O и HD^{17}O) в диапазоне интенсивностей $3.6 \cdot 10^{-30}$ – $1.5 \cdot 10^{-22}$ $\text{см}/\text{молекулу}$. Идентификация линий выполнена с использованием известных из предшествующих измерений экспериментальных уровней энергии молекулы H_2O и результатов вариационных расчетов Швенке и Партриджа [5, 6]. Измеренные частоты линий позволили определить энергию 79 неизвестных ранее уровней H_2^{16}O , H_2^{18}O , H_2^{17}O , HD^{16}O и скорректировать 139 известных значений.

На рис. 1 представлены полученные данные [1], предыдущие экспериментальные работы [7, 8] и данные из базы HITRAN2020 [9], широко используемой для атмосферных приложений. Более 1600 линий измерены впервые. Также повышена точность определения частоты на порядок, до 10^{-4} см^{-1} (для изолированных линий средней интенсивности), благодаря использованию синтезатора частоты на основе лазерной гребенки [4]. Это позволило обнаружить систематическую ошибку ($\sim 8 \times 10^{-4} \text{ см}^{-1}$) в значениях частот в [7–9], а также в списке W2020 [10] (он ориентирован на астрофизические приложения и содержит информацию о центральных частотах и интенсивностях H_2^{16}O , H_2^{18}O , H_2^{17}O) при общем хорошем согласии новых данных с предшествующими. Изме-

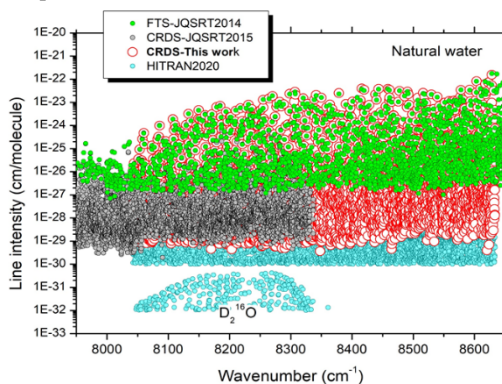


Рис. 1

нения частот в [7–9], а также в списке W2020 [10] (он ориентирован на астрофизические приложения и содержит информацию о центральных частотах и интенсивностях H_2^{16}O , H_2^{18}O , H_2^{17}O) при общем хорошем согласии новых данных с предшествующими. Изме-

ренные интенсивности линий водяного пара также в целом хорошо согласуются с литературными данными, однако обнаружена переоценка интенсивностей в списке W2020 примерно на 10%.

Полученные данные позволили обнаружить значительное число ошибок и опечаток в HITRAN2020 и W2020. Это выражается в отсутствии наблюдаемых в эксперименте линий в этих списках, а также некорректных значениях параметров линий или их идентификации.

Результатом этой части работы стал список линий, содержащий информацию об определенных на основе экспериментальных данных центральных частотах линий и их интенсивностях вместе с их погрешностями, дополненную соответствующими каждому переходу квантовыми числами. Список доступен в приложении к статье [3].

Вторая часть работы относится к измерению связанного с влажностью континуального поглощения водяного пара α_{cont} . Оно определяется эмпирически как разница между полным наблюдаемым в эксперименте поглощением и расчетным вкладом резонансных линий. Связанный с влажностью атмосферный континуум складывается из собственного континуума водяного пара α_S и стороннего континуума водяного пара α_F , возникающих из-за взаимодействия молекул воды между собой или с молекулами других газов, соответственно. Их характеристиками являются коэффициенты собственного и стороннего континуума C_S и C_F , связывающие поглощение с давлениями водяного пара P_W и стороннего газа P_F следующим образом:

$$\alpha_{cont} = \alpha_S + \alpha_F = C_S P_W^2 + C_F P_W P_F. \quad (1)$$

Высокочастотная информация об α_S и α_F была впервые получена в диапазоне частот 8120–8620 см⁻¹. Измерения выполнены для чистого водяного пара, а также для влажных азота, кислорода и воздуха при комнатной температуре в микроокнах прозрачности между линиями воды. Последнее обусловлено тем, что в микроокнах вклад континуума в полное поглощение может быть сопоставимым с вкладом резонансных линий, а неточности параметров линий меньше влияют на результат вычисления континуума. Регистрировались зависимости полного поглощения от давления на фиксированной частоте. Континуум вычислялся по его эмпирическому определению с использованием контура Фойгта для моделирования формы резонансных линий в условиях эксперимента и с их параметрами из HITRAN2020.

Продемонстрированы ожидаемые в соответствии с уравнением (1) зависимости континуума от парциальных давлений атмосферных газов. Это, а также отличное согласие между поглощением, зарегистрированным при повышении и при понижении давления, свидетельствует об отсутствии систематических ошибок при измерении. Результаты определения коэффициентов собственного и стороннего континуума C_S и C_F показаны на рисунках 2 и 3. Численные значения коэффициентов континуума представлены в [2, 3].

В спектре собственного континуума водяного пара выявлен пик с центром около 8455 см⁻¹, который предварительно интерпретирован как $|0\rangle\langle 1|2\rangle\langle 1|$ полоса связанных димеров, (H₂O)₂. Полученные результаты согласуются с предшествующими измерениями на более низких частотах [11] и в основном подтверждают корректность полуэмпирической модели MT_SKD [12], широко используемой для атмосферных приложений. Кроме того, согласованность результатов измерений в азоте, кислороде и воздухе

(воздушный континуум складывается из азотного и кислородного с учетом их концентраций) – еще одно свидетельство отсутствия систематических ошибок в измерениях.

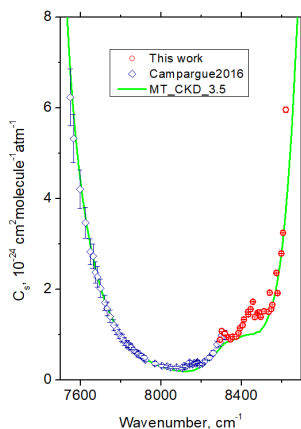


Рис. 2

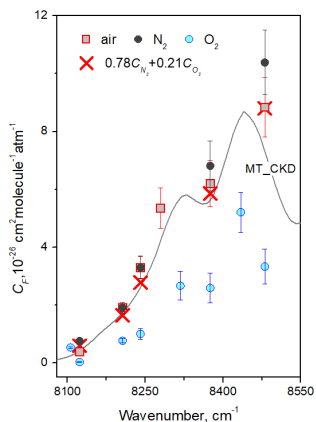


Рис. 3

Полученные новые данные об обоих составляющих поглощения водяного пара являются шагом к физически обоснованному моделированию полного поглощения. Экспериментальные данные о частотах и интенсивностях будут использованы для увеличения точности теоретических расчетов, а данные о континууме – для уточнения модели MT_CKD и, с развитием теоретических методов расчета поглощения, связанного со столкновительным взаимодействием молекул, для перехода от эмпирического описания континуума к физически обоснованному.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (госзадание № 0030-2021-0016).

- [1] Koroleva A., et al. // JQSRT. 2023. Vol. 298. P. 108489.
- [2] Koroleva A., et al. // JQSRT. 2022. Vol. 286. P. 108206.
- [3] Koroleva A., et al. // JQSRT. 2023. Vol. 296. P. 108432.
- [4] Konefał M., et al. // JQSRT. 2020. Vol. 241. P. 106653.
- [5] Partridge H., Schwenke D.W. // J. Chem. Phys. 1995. Vol. 106. P. 4618.
- [6] Schwenke D.W., Partridge H. // J. Chem. Phys. 2000. Vol. 113. P. 6592.
- [7] Régalia L., et al. // JQSRT. 2014. Vol. 136. P. 119.
- [8] Campargue A., et al. // JQSRT. 2015. Vol. 157. P. 135.
- [9] Gordon I., et al. // JQSRT. 2020. Vol. 277. P. 107949.
- [10] Furtenbacher T., et al. // J. Phys. Chem. 2020. Vol. 49. P. 043103.
- [11] Campargue A., et al. // J. Geophys. Res. Atmos. 2016. Vol. 121, № 13. P. 180.
- [12] https://github.com/AER-RC/MT_CKD

О НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ РАСЧЕТНЫХ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ ЛИНИЙ ВОДЯНОГО ПАРА В СУБТГц ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ

Р.И. Овсянников, М.Ю. Третьяков, М.А. Кошелев, Т.А. Галанина

ИПФ РАН

Данная работа посвящена оценке неопределенности интенсивностей линий водяного пара в диапазоне частот до 1.75 ТГц. Рассматриваемый спектральный диапазон расположен в малоисследованной области между микроволновым и инфракрасным диапазонами, известной как «терагерцовый провал», измерения в которой затруднены в основном из-за отсутствия хороших источников и приемников излучения (см., напр., обзоры [1, 2]). В эту область попадают линии чисто вращательных переходов молекулы воды. Наиболее точные измерения интенсивностей линий H_2O в этом диапазоне были выполнены с помощью Фурье-спектрометров (см. [3] и приведенные там ссылки). Погрешность измерения для интенсивных линий составляла при этом 3–5%, увеличиваясь до 20–30% для слабых. Расчеты интенсивностей линий методом эффективных гамилтонианов [3–5] предсказывают интенсивности линий с более высокой точностью, но нельзя гарантировать, что эта точность значительно меньше разброса экспериментальных данных, составляющего те же 3–5% (см. рис. 4 и 6 из [4] и рис. 5 из [3]). Для многих спектроскопических приложений требуется более высокая точность.

Альтернативный высокоточный способ расчета интенсивностей линий на основе вариационных расчетов представлен в работе [6], где продемонстрировано среднее отклонение расчетов от известных экспериментов, составляющее для некоторых колебательно-вращательных полос 1–2%. И хотя в работе [7] продемонстрирована точность 0.4%, достигается она не для всех линий.

Означает ли вышесказанное, что интенсивности линий вращательной полосы молекулы H_2O рассчитываются с погрешностью менее 1%? Чтобы ответить на этот вопрос, в настоящей работе были проанализированы линии поглощения молекулы H_2^{16}O с интенсивностью более 10^{-28} см/молек, попадающие в диапазон 0–1.75 ТГц. Эти линии соответствуют чисто вращательным переходам в основном колебательном состоянии (000), чисто вращательным переходам в пределах фундаментального изгибного колебательного состояния (010) и его обертона (020), чисто вращательным переходам в валентных колебательных состояниях растяжения связей (100) и (001) и колебательно-вращательным переходам между этими состояниями. На рис. 1 показана диаграмма рассматриваемого спектра.

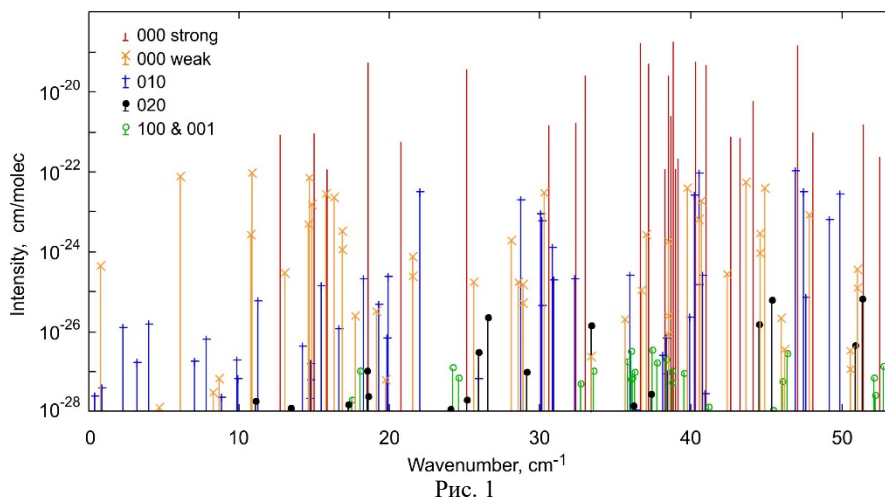


Рис. 1

Интенсивности выбранных линий были взяты из различных общедоступных источников. Они включают в себя информацию из баз данных HITRAN [8, 9], GEISA [10, 11], JPL [12] (эти списки в данной работе будут условно обозначаться как HIT20, GEI15, JPL12, соответственно, используя цифры как указатель года, в котором они были обнародованы) и ExoMol [13, 14]. В базе ExoMol приводятся несколько спектров молекулы воды, полученных вариационными методами: (1) BT2 [15] (BT206); (2) POKAZATEL [16] (POK18); (3) WAT-UV296 [17] (WAT20). Дополнительно использовались результаты двух квантовохимических расчетов интенсивностей линий из работы [18], (Bub11) и (Miz18).

Простейшие рассуждения подсказывают взять среднее арифметическое всех расчетных значений интенсивности для каждой линии как первое приближение наиболее вероятного значения. Для наиболее сильных переходов основного колебательного состояния (рис. 2) вычисленные таким образом отклонения расчетов интенсивностей оказались в основном менее 1%. На рис. 3 представлены переходы в пределах изгибного колебательного состояния ν_2 с энергией ~ 1600 cm^{-1} . Видно, что отклонения от среднего заметно больше, чем для основного состояния рис. 2. Наибольшее отклонение демонстрирует расчет JPL12. Фактически он является предшествующей версией более точного расчета GEI15, который был получен таким же методом, но с привлечением новых экспериментальных данных. Наилучшими для состояния ν_2 представляются данные POK18 и WAT20 с небольшим преимуществом у POK18.

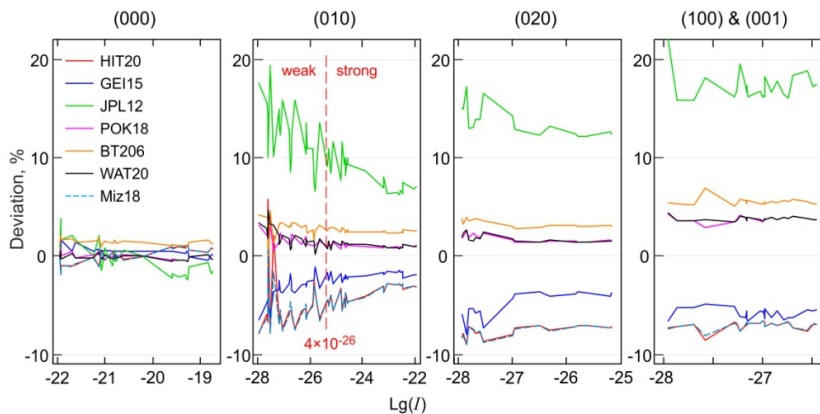


Рис. 2

Рис. 3

Рис. 4

Рис. 5

На рис. 4 показаны переходы в колебательном состоянии $2\nu_2$ с энергией $\sim 3200 \text{ см}^{-1}$, а на рис. 5 переходы в состояниях ν_1 и ν_3 . Энергия нижних уровней этих переходов $\sim 3700 \text{ см}^{-1}$. На рис. 4 и 5 данные разбиваются на три группы: интенсивности GEI15, Miz18 и HIT20 систематически меньше средних значений на 7–9%, интенсивности JPL12 больше на 12–20%, а BT206, POK18 и WAT20 группируются друг с другом с общим средним отклонением 2–5%. Столь большой разброс данных приводит к ещё более низкой достоверности оценок, основанных на вычислении среднего значения интенсивностей. Интересно, что СКО для всех колебательных состояний похоже, что указывает на то, что вращательная часть в расчетах интенсивных линий учитывается корректно, а ошибка обусловлена только колебательной частью потенциала и соответствующими волновыми функциями.

Можно сказать, что в рассматриваемом диапазоне частот неопределенность расчетной интенсивности вращательных линий молекулы H_2O в основном колебательном состоянии составляет от 1 до 2% в диапазоне интенсивностей от 10^{-21} до 10^{-27} см/молек, менее 1% для более интенсивных и 5–10% для менее интенсивных линий. Исключение составляет линия на частоте 0.74 см^{-1} с интенсивностью $4.39 \cdot 10^{-25}$ см/молек. Возможно, эта линия относится к так называемым «нестабильным», для которых небольшие вариации в расчётных параметрах приводят к существенным изменениям интенсивности [19]. Действительно, расчеты POK18 и WAT20, хорошо согласующиеся друг с другом во всех остальных случаях (СКО разности составляет 0.6%), отличаются для этой линии почти на 3%. Имеющиеся расчетные и экспериментальные данные показывают, что погрешность интенсивности этой линии лежит в диапазоне от 2 до 5%.

Для сильных (более 10^{-26} см/молек) линий в состоянии ν_2 неопределенность составляет 2–5% и увеличивается до 5–10% для слабых линий. Для всех линий в состояниях $2\nu_2$, ν_1 и ν_3 неопределенность составляет 5–10%.

Отметим, что по оценке HITRAN для основного колебательного состояния неопределенность интенсивности составляет 2–5% для всех линий с интенсивностью более 10^{-27} см/молек. Такая же неопределенность указана для состояния v_2 . Для всех менее интенсивных линий в основном состоянии и линий в остальных рассматриваемых в этой работе колебательных состояниях HITRAN дает погрешность $\geq 20\%$. Наши оценки показывают, что большинству этих линий может быть присвоена более высокая (на 1–2 ступени по принятой в HITRAN классификации) категория точности по интенсивности, которая может быть определена для каждой конкретной линии на основании имеющихся данных. Наиболее надежной оценкой наиболее вероятного значения интенсивности линий представляется среднее между расчетами GEI15, POK18 и WAT20.

Авторы благодарят О.Л. Полянского и Н.Ф. Зобова за чтение рукописи и ценные комментарии.

Работа выполнена в рамках проекта РФФ № 22-72-10118. Используемые экспериментальные данные для линий H_2O вблизи 183 и 325 ГГц получены на оборудовании «ЦКП-7» (УНУ №3589084).

- [1] Sizov F., Rogalski A. // *Prog. Quantum Electron.* 2010. Vol. 34. No. 5. P. 278–347.
- [2] Consolino L., Bartalini S., De Natale P. // *J. Infrared Millim. Terahertz Waves.* 2017. Vol. 38. No. 11. P. 1289–1315.
- [3] Yu S., et al. // *J. Mol. Spectrosc.* 2012. Vol. 279. P. 16–25.
- [4] Coudert L.H., et al. // *J. Molec. Spectrosc.* 2008. Vol. 251. P. 339–357.
- [5] Coudert L.H., Martin-Drumell M.-A., Pirali O. // *J. Mol. Spectrosc.* 2014. Vol. 303. P. 36–41.
- [6] Schwenke D. W., Partridge H. // *J. Chem. Phys.* 2000 Vol. 113. P. 6592.
- [7] Lodi L., Tennyson J., Polyansky O.L. // *J. Chem. Phys.* 2011. Vol. 135. No. 3. P. 034113.
- [8] Gordon I.E., et al. // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 2022. Vol. 277. P. 107949.
- [9] <https://hitran.org/>
- [10] Jacquinet-Husson N., et al. // *Journal of Molecular Spectroscopy.* 2016. Vol. 327. P. 31–72.
- [11] <https://geisa.aeris-data.fr/#>
- [12] <https://spec.jpl.nasa.gov/ftp/pub/catalog/catdir.html>
- [13] Tennyson J., Yurchenko S.N. // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 2012. Vol. 425(1). P. 21–33.
- [14] <https://www.exomol.com/>
- [15] Barber R.J., Tennyson J., Harris G.J., Tolchenov R.N. // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 2006. Vol. 368. P. 1087–1094.
- [16] Polyansky O.L., et al. // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 2018. Vol. 480. No. 2. P. 2597–2608.
- [17] Conway E.K., et al. // *Atmos. Chem. Phys.* 2020. Vol. 20. P. 10015–10027.
- [18] Mizus I.I., et al // *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A.* 2018. Vol. 376. P. 20170149.
- [19] Lodi L., Tennyson J. // *J. Quant. Spectrosc. Rad. Transfer.* 2012. Vol. 113. P. 850–858.

СТИМУЛИРОВАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ Hg(Cd)Te/CdHgTe В ОБЛАСТИ 20–24 МКМ ПРИ НЕПРЕРЫВНОЙ И 24–31 МКМ ПРИ ИМПУЛЬСНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКЕ

А.А. Разова^{1, 2)}, А.А. Себина¹⁾, Н.Н. Михайлов³⁾, С.А. Дворецкий³⁾, С.В. Морозов²⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ИФМ РАН

³⁾ ИФП СО РАН

Как известно, гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ) Hg(Cd)Te/CdHgTe привлекательны в качестве материала для лазеров среднего инфракрасного (ИК) диапазона. За счет прогресса в области молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) структуры на основе HgCdTe являются высококачественными, что подтверждается недавними исследованиями энергии Урбаха [1]. Наличие квазигиперболического закона дисперсии носителей позволяет подавить оже-процесс, препятствующий излучательной рекомбинации [2]. В том числе и поэтому особое внимание уделяется диапазону длин волн, где на данный момент недоступны квантово-каскадные лазеры (ККЛ). Хорошо известно, в ИК области 20–60 мкм они могут обеспечивать генерацию только на определенных длинах волн, что определяется сильным решеточным поглощением в большинстве полупроводников A_3B_5 , используемых для их создания. Альтернативой могут служить межзонные лазеры на основе Hg(Cd)Te/CdHgTe, еще одним преимуществом которых по сравнению с ККЛ является непрерывная перестройка длины волны. На данный момент стимулированное излучение (СИ) в структурах с КЯ на основе HgCdTe было продемонстрировано за пределами 24 мкм, а именно при 31 мкм [2], однако диапазон между 24 и 31 мкм был покрыт не полностью.

В данной работе исследуются факторы, ограничивающие длину волны генерации СИ в гетероструктурах с КЯ на основе HgCdTe, и проводится оптимизация волноводного слоя CdHgTe для получения генерации в области 24–31 мкм.

Исследуемые структуры были выращены методом МЛЭ на подложках GaAs с ориентации (013). Структуры содержат 50 нм ZnTe-буфер, за которым следует CdTe-буфер толщиной $D_{\text{буф}}$ и волноводные слои $\text{Cd}_{1-y}\text{Hg}_y\text{Te}$ с 15 КЯ $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ толщиной d (см. табл.) [3]. Спектры СИ исследуются с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v в режиме пошагового сканирования. Спектрометр оптически сопряжен с помощью эллиптического зеркала с гелиевым криостатом замкнутого цикла, имеющим возможность перестройки температуры в диапазоне 8–300 К.

Таблица

Номер структуры	D , мкм	y	x	d , нм
S1	10	0.61	0.065	7.4
S2	10	0.7	0.065	7.9
S3	15	0.6	0.074	7.8
S4	15	0.6	0.074	7.76

На рис. 1 представлены спектры СИ структур S1 и S2 при разных температурах. Видно, что линии СИ структуры S1 с ростом температуры смещаются в коротковолновую область из-за увеличения ширины запрещенной зоны. При этом в структуре S2 температурный сдвиг отсутствует. Расчет радиационных потерь в зависимости от

длины волны показывает, что в области длин волн от 31 до 25 мкм происходит резкое увеличение потерь (показаны на рис. 1 штриховой линией). Таким образом, для структуры S1 с повышением температуры спектр СИ смещается в область с меньшими потерями, и поэтому он наблюдается вплоть до 70 К, в то время как для структуры S2 ситуация противоположная [4].

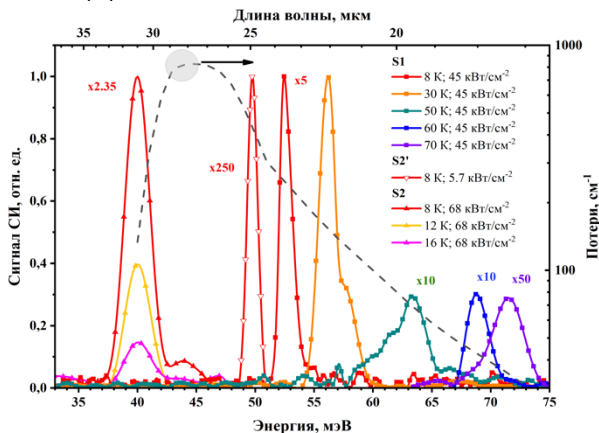


Рис. 1

В структурах существуют незначительные флуктуации параметров по шайбе, что приводит к изменению ширины запрещенной зоны. Благодаря этому из структуры S2 удалось найти образец S2', который обеспечивал СИ при 25 мкм (рис. 1), однако образец, генерирующий излучение в диапазоне от 25 до 31 мкм, не был найден, что также объясняется высокими потерями в этой области спектра.

Рекордная длина волны 31 мкм была получена за счет ограничения проникновения волноводной моды в подложку вблизи остаточных лучей арсенида галлия [2]. В этом диапазоне коэффициент отражения GaAs-подложки значительно возрастает, и подложка обеспечивает все лучшее удержание света в волноводе, когда длина волны увеличивается с 27 до 31 мкм. По-видимому, максимальные потери при 25–31 мкм связаны с утечкой моды в подложку.

Для предотвращения «вытекания» моды в GaAs-подложку толщина буфера CdTe была увеличена с 10 мкм до 15 мкм, благодаря чему в диапазоне длин волн от 25 до 31 мкм удалось уменьшить потери практически на порядок. В результате в оптимизированной структуре S3 удалось получить спектры СИ на длинах волн 27–18 мкм в диапазоне температур от 8 до 72 К (рис. 2).

Из рис. 3, который демонстрирует зависимость отношения модовых потерь к фактору оптического ограничения от длины волны, видно, что модовые потери в области 20–24 мкм отличаются на порядок у структур S4 и S2. Это является одним из факторов, позволяющих получить в структуре S4 генерацию СИ в условиях квазинепрерывного возбуждения на длине волны 24–20 мкм (рис. 4). При этом ширина линии составила менее 0.5 мэВ при интенсивности возбуждения 0.8–3 Вт/см². При импульсной накачке длительность импульса составляет 10 нс и мощность $P_{\text{имп}} \sim 1000$ Вт/см², тогда как при

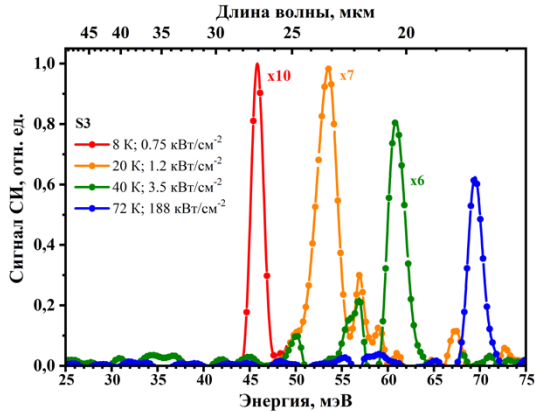


Рис. 2

квазинепрерывной накачке длительность импульса ~ 45 мкс и мощность $P_{\text{непр}} \sim 3$ Вт/см². Теоретически можно показать, что в структурах с КЯ на основе HgCdTe при концентрациях носителей менее 10^{11} см⁻² процесс оже-рекомбинации не наблюдается, а время жизни носителей составляет около 200 нс. В результате квазинепрерывная накачка в отличие от импульсной позволяет плавно создавать инверсию населенностей, что уменьшает порог наблюдения СИ на три порядка и значительно снижает разогрев носителей.

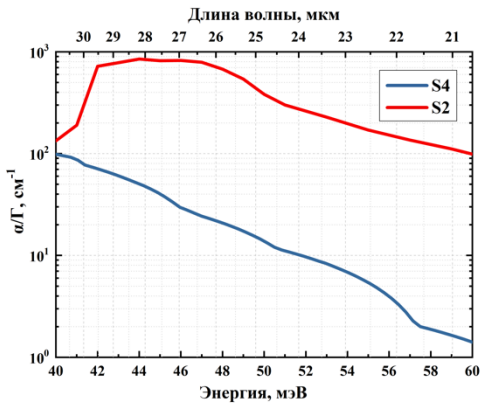


Рис. 3

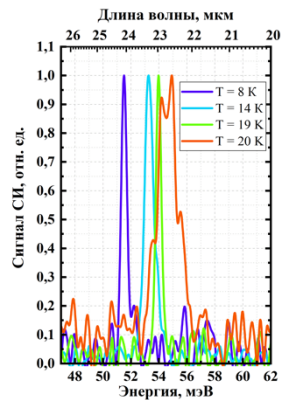


Рис. 4

Таким образом, было продемонстрировано СИ гетероструктур с КЯ Hg(Cd)Te/CdHgTe на длинах волн 31 и 27 мкм при импульсной оптической накачке, которые не используются существующими ККЛ. Оптимизация волноводного слоя привела к уменьшению модовых потерь и, как следствие, к получению СИ в диапазоне 27–

18 мкм при импульсной оптической накачке и 24–20 мкм при непрерывной оптической накачке при перестройке температуры. Уменьшение модовых потерь и использование квазинепрерывной накачки, позволяющей сколь угодно долго накапливать носители на уровнях размерного квантования для получения инверсии населенности, с временем оптического импульса больше излучательного времени межзонного перехода в случае, когда безызлучательные процессы подавлены, позволили добиться столь значительного улучшения по уменьшению порога наблюдения СИ в гетероструктурах с КЯ на основе HgCdTe.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 22-12-00310).

- [1] Rumyantsev V.V., Razova A.A., Fadeev M.A., Utochkin V.V., Mikhailov N.N., Dvoretzky S.A., Gavrilenko V.I., Morozov S.V. // *Opt. Eng.* 2021. Vol. 60, No. 8. P. 082007.
- [2] Morozov S.V., Rumyantsev V.V., Zholudev M.S., Dubinov A.A., Aleshkin V.Y., Utochkin V.V., Fadeev M.A., Kudryavtsev K.E., Mikhailov N.N., Dvoretzky S.A., Gavrilenko V.I., Teppe F. // *ACS Photonics*. 2021. Vol. 8. P. 3526–3535.
- [3] Mikhailov N.N., Smirnov R.N., Dvoretzky S.A., Sidorov Yu.G., Shvets V.A., Spesivtsev E.V., Rykhlytski S.V. // *Int. J. of Nanotechnology*. 2006. Vol. 3, No. 1. P. 120.
- [4] Rumyantsev V.V., Dubinov A.A., Utochkin V.V., Fadeev M.A., Aleshkin V.Ya., Razova A.A., Mikhailov N. N., Dvoretzky S.A., Gavrilenko V.I., Morozov S.V. // *Applied Physics Letters*. 2022. Vol. 121. P. 182103.

ФОРМА И ПАРАМЕТРЫ ЛИНИЙ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ МОЛЕКУЛЫ КИСЛОРОДА В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ ДЛЯ УШИРЕНИЯ ДАВЛЕНИЕМ АЗОТА

А.Ю. Секачева^{1,2)}, М.А. Кошелев¹⁾, И.Н. Вилков¹⁾, Т.А. Галанина¹⁾,
Е.А. Серов¹⁾, Д.С. Макаров¹⁾, М.Ю. Третьяков¹⁾

¹⁾ ИИФ РАН

²⁾ ННГУ им. Н. И. Лобачевского

Миллиметровый спектр кислорода является традиционным для молекулярной спектроскопии объектом исследования, что обусловлено как фундаментальным интересом, так и практической важностью. С практической точки зрения, линии тонкой структуры вращательного спектра кислорода используются для решения задач дистанционного зондирования атмосферы радиометрическими методами. Для анализа радиометрических данных требуются модели распространения электромагнитного излучения в атмосфере. В основе таких моделей лежит высокоточная спектроскопическая информация о форме и параметрах линий поглощения основных атмосферных газов. От точности этой информации зависит интерпретация результатов радиометрических измерений.

Целью данной работы является повышение точности моделирования резонансного поглощения, обусловленного атмосферным кислородом, на основе новых экспериментальных данных.

Исследование формы линий кислорода осуществлялось с помощью спектрометра на основе стабилизированной по частоте лампы обратной волны и радиоакустического детектора сигнала поглощения (РАД-спектрометр), принцип действия которого представлен в работе [1].

Для записи спектров использовалась манипуляция частоты излучения с последующей демодуляцией сигнала спектрометра на частоте модуляции.

Записи пяти линий тонкой структуры кислорода, уширенных давлением азота, были получены при давлениях 0,3–2,9 Торр в интервале температур 235–357 К. Для линии 1- спектры регистрировались также с помощью резонаторного спектрометра при давлениях 500–1500 Торр при комнатной температуре.

Характерная запись линии тонкой структуры, полученная с помощью РАД- спектрометра, приведена на рис. 1. Форму наблюдаемой линии, обусловленную использованием частотной манипуляции, можно представить в виде $S(f) = F(f + d) - F(f - d)$, где f – частота излучения, d – девиация частоты, $F(f)$ – форма линии, наблюдаемая при использовании модуляции мощности. Последующий анализ спектра производился с помощью контура Фойгта (V_p) и выявил наличие систематических отклонений вблизи центра линии. Использование модифицированного контура Фойгта ($qSDV_p$), учитывающего помимо столкновительной релаксации еще и её

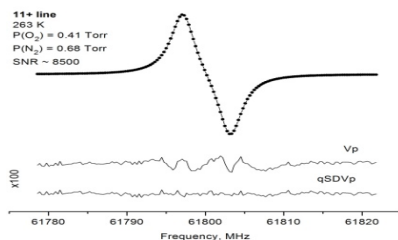


Рис. 1

зависимость от скорости поглощающих молекул (эффект «ветра») в виде квадратичной аппроксимации $\Gamma(\nu) = \Gamma_0 + \Gamma_2 \left[(\nu/\bar{\nu})^2 - 3/2 \right]$, позволил описать спектры с точностью до шумов эксперимента в широком диапазоне давлений, что подтверждает корректность выводов о природе наблюдаемого эффекта.

В результате анализа экспериментальных спектров определены нормированные на давление P коэффициенты $\gamma_0 = \Gamma_0/P$ и $\gamma_2 = \Gamma_2/P$ в зависимости от температуры (см. рис. 2 и рис. 3). Для аппроксимации температурных зависимостей $\gamma_0(T)$ и $\gamma_2(T)$ использовалась эмпирическая функция вида $X(T) = X(296) \left(296/T \right)^{n_x}$, которая показала хорошее согласие с экспериментальными зависимостями в исследуемом диапазоне температур. Из графика на рис. 2 видно, что при увеличении температуры параметр γ_0 ожидаемым образом уменьшается.

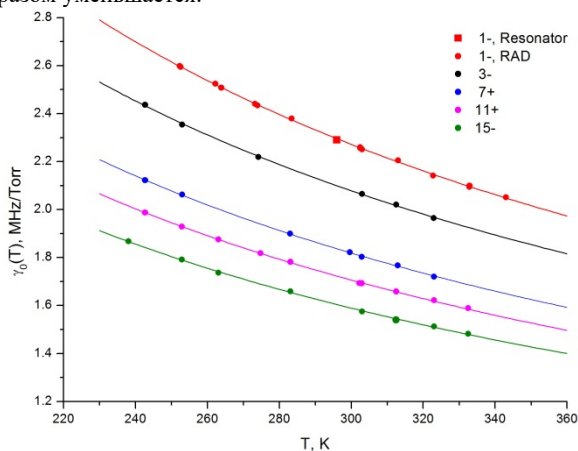


Рис. 2

Поскольку для γ_2 эффект слабый, то разброс точек существенно больше, но тенденция его изменения с температурой прослеживается (рис. 3). Важно отметить хорошее согласие результатов, полученных для линии 1- с помощью двух спектрометров при существенно (на 2–3 порядка) отличающихся давлениях, что говорит о минимизации возможных систематических ошибок и повышает достоверность полученной информации.

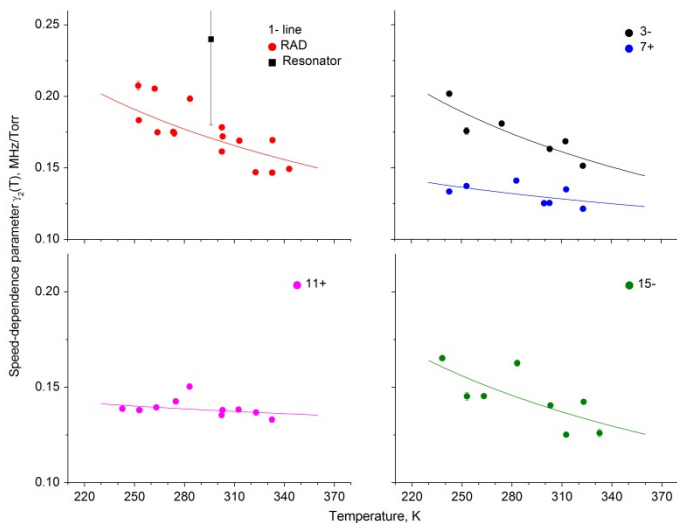


Рис. 3

Полученные экспериментальные данные позволили нам определить зависимость столкновительных параметров линий кислорода не только от температуры, но и от вращательного состояния молекулы. Зависимости для γ_0 и γ_2 мы аппроксимировали Паде-функцией для удобства использования результатов в моделях атмосферного поглощения. Зависимость температурного показателя n_{γ_0} уменьшается с ростом N от 0,78 до 0,75 при изменении N от 1 до 15. Для γ_2 измерения менее точные, поэтому трудно сделать вывод о зависимости n_{γ_2} от N .

Точность новых экспериментальных данных позволила впервые увидеть зависимость центральной частоты линий тонкой структуры кислорода от давления $f_c = f_0 + p^{N2} \delta^{N2}$, где f_0 – невозмущенная частота перехода, f_c – наблюдаемая частота перехода. Ранее считалось, что сдвиг δ^{N2} нулевой, но на рис. 4 видно, что при давлении 1 Торр частота систематически сдвигается на 2 кГц, и при атмосферном давлении это становится существенным изменением.

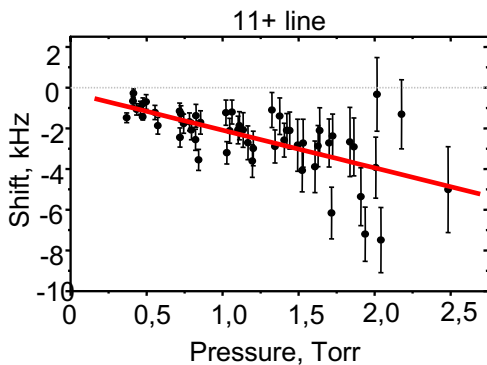


Рис. 4

Табл.

N	γ_0	n_{γ_0}	γ_2	n_{γ_2}	δ_2
1-	2,296(1)	0,773(4)	0,171(3)	0,66(18)	-1,4(9)
3-	2,100(2)	0,742(8)	0,167(4)	0,74(19)	-4,5(19)
7+	1,837(2)	0,730(7)	0,130(3)	0,29(19)	-3,0(6)
11+	1,723(1)	0,719(4)	0,138(2)	0,10(10)	-1,8(3)
15-	1,605(2)	0,696(7)	0,141(4)	0,60(23)	-1,4(9)

Полученные данные (см. табл.; $\gamma_{0,2}$ в МГц/Торр, δ_2 в кГц/Торр) совместно с результатами исследования самоуширения линий тонкой структуры [2] дают важную спектроскопическую информацию для развития моделей атмосферного поглощения излучения миллиметрового диапазона длин волн.

- [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. // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2023. Vol. 298. P. 108493.

Секция «Общая физика»

Заседание секции проводилось 18 мая 2023 г.
Председатель – М.И. Бакунов, секретарь – Е.З. Грибова.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXVII 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.

ГРАНИЦЫ КРАМЕРА-РАО ДЛЯ ОЦЕНОК НАЧАЛЬНОЙ ФАЗЫ И УГЛА ПРИХОДА СИГНАЛА В МНОГОЭЛЕМЕНТНЫХ АНТЕННЫХ РЕШЕТКАХ

О.В. Болховская, В.А. Сергеев, А.А. Мальцев

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Существует большое количество публикаций, посвященных точности оценки параметров в задаче совместного оценивания-обнаружения сигналов многоэлементными антенными решетками (АР). При этом используются общепринятые предположения о форме волнового фронта (обычно плоский, когда источник находится в дальней зоне или сферический, когда источник находится в ближней зоне) и предположения о временной зависимости амплитуды сигнала (обычно это либо случайный гауссовский процесс, либо детерминированная известная или неизвестная последовательность) [1]-[4]. В качестве критерия качества оценки обычно используют средеквадратичную ошибку (СКО), а самый популярный метод для оценки качества – сравнение СКО оценки с границей Крамера-Рао [5].

Однако в абсолютном большинстве работ, посвященных оцениванию параметров сигналов в многоэлементных АА, вопрос об оценивании начальной фазы сигнала не ставился или предполагалось, что фаза является неинформативным параметром, равномерно распределенным в интервале $[-\pi; \pi]$ [1]-[5]. В то же время вопрос о точном оценивании начальной фазы сигнала с одновременным оцениванием угла прихода в последнее время становится весьма важным и актуальным для задач сверхточного позиционирования. В работе проводится анализ предельных точностей оценок угла прихода и начальной фазы полезного сигнала при различной постановке задачи. Показано, что точность оценки начальной фазы, в случае, если она неизвестна, зависит от выбора элемента, в котором она оценивается.

Постановка задачи оценки угла прихода и фазы полезного сигнала при разных априорных предположениях

Рассмотрим линейную эквидистантную АР, состоящую из M элементов. Пусть

$$\mathbf{x}[n] = \boldsymbol{\xi}[n] + \mathbf{S}[n], \quad (1)$$

где $\mathbf{x}[n] = (x_1[n], \dots, x_M[n])^T$ – комплексный вектор размерности M отсчетов наблюдаемых сигналов, $\mathbf{S}[n] = a[n]\mathbf{S}$ – комплексный вектор той же размерности полезного сигнала в элементах антенной решетки (АР), $a[n]$ – его комплексная амплитуда, $\mathbf{S} = (S_1, \dots, S_M)^T$ – неизвестный вектор плоского волнового фронта, зависящий от угла прихода сигнала, $\boldsymbol{\xi}[n] = (\xi_1[n], \dots, \xi_M[n])^T$ – комплексный гауссовский вектор независимых собственных шумов антенных элементов с нулевыми средними значениями и дисперсией σ^2 , $\xi[n] \sim CN(0, \sigma^2)$, N – объем выборки. Будем считать, что $a[n]$ – известная функция времени, выражающая закон модуляции полезного сигнала, одинаковый на всех элементах АР в момент времени n . После того, как решена задача начального обнаружения узкополосного полезного сигнала в приемной M -элементной АР и принято решение о наличии сигнала [4], можно оценить параметры этого сигнала. В работе рассматривались два

случая: в первом фаза отсчитывалась от крайнего элемента антенной решетки; во втором фаза отсчитывалась от центра антенной решетки.

Задача оценивания плоского волнового фронта $\hat{\mathbf{S}}$ в случае линейной эквидистантной АР сводится только к оценке начальной фазы и угла прихода полезного сигнала, и эта оценка $\hat{\mathbf{S}}$ находится путем решения задачи максимизации скалярного произведения между вектором сигналов \mathbf{y} на выходах согласованных фильтров и «пробным» вектором-фазором плоской волны $\hat{\mathbf{S}}$:

$$\hat{\mathbf{S}} = \arg \max_{\varphi_0, \Delta\varphi} \{Re(\mathbf{y}^H \hat{\mathbf{S}}(\varphi_0, \Delta\varphi))\}. \quad (2)$$

Для исследования вопроса о точности оценки фазы необходимо рассматривать задачу совместного оценивания начальной фазы и угла прихода сигнала и оценивать их эффективность путем сравнения дисперсий полученных оценок с минимально возможными, определяемыми неравенством Крамера-Рао [5]. В соответствии с общей методологией нахождения границ Крамера-Рао при оценивании точности нескольких параметров необходимо найти выражение для информационной матрицы Фишера $\mathbf{FIM}^{-1}(\boldsymbol{\eta})$, где $\boldsymbol{\eta}$ – вектор оцениваемых параметров. Диагональные элементы матрицы $\mathbf{CRB}(\boldsymbol{\eta}) = \mathbf{FIM}^{-1}(\boldsymbol{\eta})$, обратной к информационной матрице Фишера, и будут искомыми границами Крамера-Рао для каждого из оцениваемых параметров. Для рассматриваемого в работе случая двух неизвестных параметров начальной фазы φ_0 и угла прихода линейного волнового фронта θ вектор $\boldsymbol{\eta} = [\theta, \varphi_0,]$ и матрица Фишера может быть представлена в виде:

$$\mathbf{FIM}(\boldsymbol{\eta})_{i,j} = 2N \cdot SNR \cdot Re \frac{\partial \mathcal{S}(\boldsymbol{\eta})^H}{\partial \eta_i} \frac{\partial \mathcal{S}(\boldsymbol{\eta})}{\partial \eta_j}, \quad (3)$$

где $SNR = a^2/\sigma^2$ – отношение сигнал/шум на одном антенном элементе. Для случая, когда фаза сигнала оценивается на крайнем элементе антенной решетки нижние границы для дисперсий оценки угла прихода θ и оценки начальной фазы φ_0 будут равны:

$$CRB_{edge}(sin(\theta)) = \frac{1}{(2\pi \cdot \frac{d}{\lambda})^2} \cdot \frac{1}{2N \cdot SNR} \cdot \frac{12}{M(M^2 - 1)}, \quad (4)$$

$$CRB_{edge}(\varphi_0) = \frac{1}{N \cdot SNR} \cdot \frac{2M - 1}{M(M + 1)}. \quad (5)$$

Для случая, когда фаза сигнала оценивается в центре антенной решетки матрица Фишера (12) и корреляционная матрица оценок угла прихода и начальной фазы становятся диагональными и соответствующие нижние границы для дисперсий оценок будут равны:

$$CRB_{centre}(\sin(\theta)) = \frac{1}{(2\pi \cdot \frac{d}{\lambda})^2} \cdot \frac{1}{2N \cdot SNR} \cdot \frac{12}{M(M^2 - 1)} \quad (6)$$

$$CRB_{center}(\varphi_0) = \frac{1}{2N \cdot SNR} \cdot \frac{1}{M} \quad (7)$$

Из приведенных выражений видно, что нижняя граница дисперсии оценки фазы достигает максимального значения при оценке фазы сигнала в крайнем элементе АР. Таким образом, при совместном оценивании фазы и угла прихода сигнала СКО оценки фазы сигнала в крайних элементах АР с большим числом элементов приблизительно в два раза больше СКО оценки фазы в геометрическом центре антенны. Дисперсия оценки угла прихода сигнала при неизвестной начальной фазе не зависит от выбора элемента АР (геометрического места), в котором оценивается начальная фаза и совпадает с выражением (4)

Результаты моделирования

Для исследования эффективности и нахождения характеристик предложенного алгоритма оценки параметров волнового фронта было проведено численное моделирование схемы обработки сигналов, принимаемых линейной эквидистантной M -элементной АР на фоне аддитивного белого гауссовского шума. Расстояние между элементами решетки было равно половине длины волны. Псевдослучайная последовательность длиной $N=32$ использовалась как полезный сигнал $[n]$. При моделировании использовалась однолучевая модель канала связи.

Среднеквадратичные ошибки для оценок начальной фазы полезного сигнала M -элементной АР для $M=2$ и $M=8$, найденные с помощью регрессионного алгоритма приведены на рис. Из рисунка видно, что СКО этих оценок для АР с числом элементов $M=2$ и $M=8$ практически достигают границ Крамера-Рао при SNR равном 16 дБ и 6 дБ соответственно, при оценке начальной фазы в центре АР, и при SNR равном 10 дБ и 5 дБ соответственно, при оценке начальной фазы в первом (или последнем) элементе АР. Однако граница Крамера-Рао при оценке начальной фазы в центре АР оказывается ниже соответственно в 1.4 и 1.8 раз по сравнению со случаем оценивания начальной фазы сигнала, на первом (или последнем) элементе антенны.

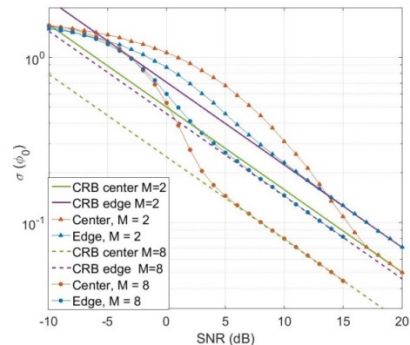


Рис.

Заключение

В работе рассмотрена задача исследования точности совместного оценивания угла прихода и начальной фазы сигнала с плоским волновым фронтом, принимаемого многоэлементной антенной решеткой. Изучена зависимость точности оценивания параметров волнового фронта сигнала от геометрического места оценивания начальной фазы сигнала. Найдены пороговые значения SNR на выходах согласованных фильтров, осуществляющих первичную обработку сигналов с элементов антенной решетки, при превышении которых получают эффективные оценки исследуемых параметров волнового фронта сигнала, точности которых практически совпадают с теоретически предельными.

- [1] Ottersten B., Viberg M., Stoica P., Nehorai A. // Radar Array Processing. – New-York: Springer-Verlag, 1993, p. 99.
- [2] Renaux A., Foster P., Chaumette E., Larzabal P. // IEEE Transactions on Signal Processing. 2006. Vol. 54, No. 12. C. 4840.
- [3] Stoica P., Nehorai A. // IEEE Transactions on Acoustics, Speech, and Signal Processing. 1989. Vol. 37, No. 5. P. 720.
- [4] Bolkhovskaya O., Maltsev A., Sergeev, // 2nd European Conference on Electrical Engineering and Computer Science (EECS), Bern, Switzerland, 2018, pp. 497.
- [5] Stoica P., Moses R. // Spectral analysis of signals. – Upper Saddle River: Pearson Prentice Hall, 2005, p. 452.

СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АВИАЦИОННЫХ КАНАЛОВ СВЯЗИ. МОДЕЛИ, ПОСТРОЕННЫЕ НА ОСНОВЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

А.В. Елохин, О.В. Болховская, А.А. Мальцев, В.С. Сергеев

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Эффективная разработка технологии связи требует досконального знания свойств радиоканала, в котором она должна работать. Поэтому одной из первых задач при разработке системы связи, будь то Wi-Fi, LTE, 5G-NR или любая другая является разработка методологии оценки эффективности системы, включающей модели каналов связи [1]-[3]. В идеале модели каналов должны быть доступны в виде программных и аппаратных эмуляторов, позволяющих проверять технические решения перед их выпуском в производство.

Основными особенностями каналов связи с БПЛА (по сравнению с системами сотовой связи или беспроводного доступа в Интернет) являются:

- Разные свойства каналов воздух-земля (ВЗ) и воздух-воздух (ВВ);
- Быстрые изменения пространственных и временных свойств из-за высоких скоростей движения объектов;
- Эффекты затенения, вызванные вращением и формой БПЛА.

Эти особенности не позволяют использовать модели каналов, хорошо зарекомендовавшие себя при разработке систем мобильной связи [1]-[3]. Существующие модели спутниковых каналов связи [4], [5] также существенно отличаются от каналов связи с БПЛА. В большинстве публикаций по экспериментальным измерениям канала анализируются только эффекты крупномасштабных замираний, эффекты мелкомасштабных или быстрых замираний рассматриваются недостаточно подробно чтобы построить адекватную модель канала для физического уровня авиационной системы связи.

Экспериментальные данные

Для построения моделей авиационных каналов связи нами были выбраны данные экспериментальных измерений, полученные в ходе исследовательского проекта, финансируемого NASA Glenn Research Center в 2013-2017 гг. [6]-[9] для канала ВЗ для двух частотных диапазонов (L-диапазон 1-2 ГГц и C-диапазон 4-8 ГГц) во многих сценариях полета. Авторами работ [6]-[9] также даны оценки статистических свойств и методы генерации некоторых параметров канала, таких как пространственные потери в зависимости от расстояния, коэффициент пространственной корреляции, К-фактор Райса для мелкомасштабных замираний и т. д. Все данные приведены для нескольких полетных сценариев, включающих полет над водной поверхностью, над холмистой местностью, над околородской и пригородной застройкой.

В качестве наиболее адекватной модели пространственных потерь из числа представленных в [6]-[9] выбрана лог-линейная модель с затенениями:

$$PL(R) = A_0 + 10 \cdot n_A \cdot \log(R/R_{min}) + X_A + \xi F_A, \quad R_{min} \leq R < R_{max}, \quad (1)$$

где A_0 – затухание на минимальном допустимом расстоянии, μ_d — показатель степени потерь; F – поправочный коэффициент направления движения; переменная $\zeta = -1$ для движения к наземной станции (НЗ) и $+1$ для движения от НЗ; X — гауссовская случайная величина с нулевым средним значением и стандартным отклонением σ_x .

Общий вид пространственно-временной импульсной переходной характеристики авиационного канала связи (CIR – Channel Impulse Response) в работах [6]-[9] представлен в виде суммы лучей:

$$h(\tau, t) = \sum_i \alpha_i(t) e^{-j\phi_i(t)} \delta(\tau - \tau_i(t)), \quad (2)$$

где: $\alpha_i(t)$ амплитуда i -го луча, $\phi_i(t)$ фаза i -го луча, а $\tau_i(t)$ – его задержка. При этом для каждого полетного сценария определены 3 типа лучей: прямой луч (D-луч), зеркально отраженный луч (M-луч) и ряд случайно отраженных лучей (R-лучи). D-лучи и M-лучи считаются всегда присутствующими в канале, тогда как R-лучи появляются в канале с определенной вероятностью. Согласно [6]-[9], для сценариев полета над водой в канале может быть до одного R-луча; для полетов над горной и холмистой местностью, а также над городской и пригородной застройкой в канале может содержаться до 7 R-лучей.

Значения задержек R-лучей определяются статистически на основе величины разброса задержек (Delay Spread), который зависит от сценария полета, расстояния TX-RX (передатчик-приёмник) и полосы частот. В работах [6]-[9] приведены параметры статистических распределений для случайной генерации разброса задержек.

Обобщение моделей каналов на случай произвольных высот передатчика и приемника

К сожалению, данные измерений, представленные в [6]-[9], были получены лишь для нескольких конкретных значений высот передатчика и приемника, что существенно снижает возможность их использования при моделировании авиационных систем связи. Необходимо обобщить модели каналов на произвольные значения высот передатчика и приемника.

Для D-лучей и M-лучей задержки можно получить непосредственно из геометрического расчета траекторий этих лучей.

Для R-лучей предлагается следующая методология обобщения. После расчета параметров D- и M-лучей для требуемых положений TX и RX, на линии от передатчика до точки отражения от земли размещается виртуальный передатчик TX_V на высоте 20 м. Аналогично создаётся виртуальный приёмник на высоте 1 км. Это гарантирует, что виртуальная система связи TX_V - RX_V соответствует условиям измерения каналов [6]-[9], и мы можем сгенерировать временные параметры R-лучей для этой системы, используя параметры из [6]-[9]. После того, как R-лучи сгенерированы, их задержки увеличиваются на величину, равную разности задержек M-лучей исходной и виртуальной систем связи. Амплитуды R-лучей умножаются на отношение амплитуд исходных и виртуальных M-лучей.

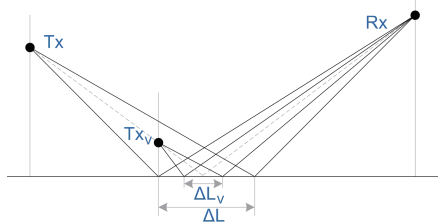


Рис. 1

Следует отметить, что в работе [10] показано, как можно решить задачу реконструкции пространственных параметров канала В-З, определить значения углов отправки и прибытия лучей, а так же на основе этих углов и векторов скоростей передатчика и приемника вычислить доплеровский сдвиг частоты для каждого из лучей.

Результаты численного моделирования

Для проверки адекватности разработанных моделей каналов было проведено моделирование системы авиационной радиосвязи (рис. 2 и рис. 3; а) – без учета эффекта Доплера; б) – с учетом эффекта Доплера.), без учета влияния ошибок синхронизации между передатчиком и приемником, в предположении, что приемник осуществляет эквализацию канальных искажений сигнала на основе точного знания частотной передаточной характеристики канала связи в начале пакета данных.

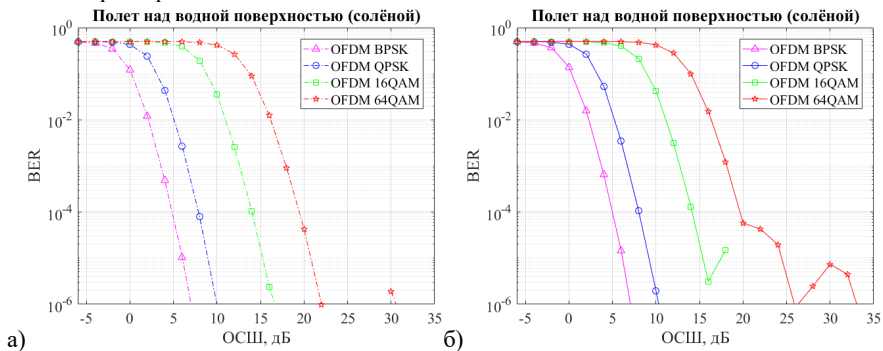


Рис. 2

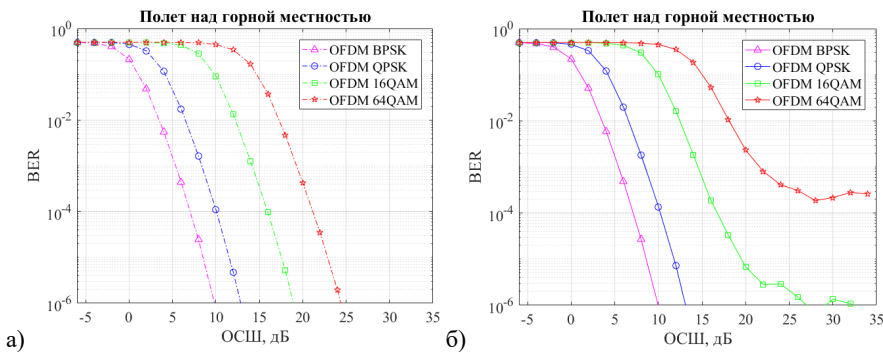


Рис. 3

Из графиков можно видеть влияние различных физических явлений, имеющих место в канале связи на вероятность битовых ошибок в системе связи. Так наличие большого количества отраженных лучей, имеющих значительную задержку, в сценарии полёта над горной местностью (по сравнению со сценарием полёта над водной поверхностью) заметно ухудшает качество связи для высоких порядков модуляции. Так же

можно наблюдать деградацию качества связи с ростом скорости движения передатчика и приемника.

Выводы

В настоящей работе представлены модели авиационных каналов связи, построенные на основе экспериментальных данных. Описан подход к обобщению моделей на случай произвольных высот передатчика и приемника. Моделирование показало, что разработанная модель канала В-З адекватно отражает влияние физических явлений в авиационном канале связи на вероятность битовых ошибок системы связи.

- [1] 3GPP TR 36.873 V12.7.0 (2017-12) “Study on 3D channel model for LTE”
- [2] 3GPP TR 38.900 V14.3.1 (2017-07) “Study on channel model for frequency spectrum above 6 GHz”
- [3] 3GPP TR 36.777 V15.0.0 (2017-12) “Study on Enhanced LTE Support for Aerial Vehicles”.
- [4] Panagopoulos A., Arapoglou P.D.M., Cottis P. // Satellite communications at KU, KA, and V bands: Propagation impairments and mitigation techniques. *IEEE Commun. Surv. Tuts.* 2004. Vol. 6, No. 3. P. 2.
- [5] Chini P., Giambene G. and Kota S. // A survey on mobile satellite systems. *Int. J. Satell. Commun. Networking.* 2009. Vol. 28, No. 1. P. 29.
- [6] Matolak D.W., Sun R. // Air–Ground Channel Characterization for Unmanned Aircraft Systems–Part I: Methods Measurements and Models for Over-Water Settings. *IEEE Trans. Veh. Technol.* 2017. Vol. 66, No. 1. P. 26.
- [7] Sun R., Matolak D.W. // Air–Ground Channel Characterization for Unmanned Aircraft Systems–Part II: Hilly and Mountainous Settings. *IEEE Trans. Veh. Technol.* 2017. Vol. 66, No. 3. P. 1913.
- [8] Matolak D.W., Sun R. // Air–Ground Channel Characterization for Unmanned Aircraft Systems–Part III: The Suburban and Near-Urban Environments. *IEEE Trans. Veh. Technol.* 2017. Vol. 66, No. 8. P. 6607.
- [9] Sun R., Matolak D.W. // Air–Ground Channel Characterization for Unmanned Aircraft Systems Part–IV: Airframe Shadowing. *IEEE Trans. Veh. Technol.* 2017. Vol. 66, No. 9. P. 7643.
- [10] Сергеев В.С., Елохин А.В., Кокарев А.О., Болховская О.В. // Разработка трехмерной модели авиационного канала связи на основе опубликованных экспериментальных данных. Тр. XXIV-й научн. конф. по радиофизике. – Н. Новгород: ННГУ, 2020. С. 274.
- [11] Bolkhovskaya O.V., Elokhin A.V., Kokarev A.O., Sergeev V.S., Sorokin I.S., Spirin A.A., Maltsev A.A. // Software-Hardware Complex for Design, Full-Scale and Model Testing the Broadband Systems in Radio Communications, Radars and Navigation of High-Speed Objects. *Instruments and Experimental Techniques.* 2021. Vol. 64, № 3. P. 363.

ЭФФЕКТИВНОСТЬ АДАПТИВНОЙ РАЗНЕСЁННОЙ ПЕРЕДАЧИ С УЧЁТОМ НЕ ИДЕАЛЬНОСТИ ОБРАТНОГО КАНАЛА СВЯЗИ

А.В. Елохин, А.О. Кокарев, А.Г. Флакман, В.Д. Фролагина

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Основной задачей системы мобильной связи является передача информации от источника сообщения к потребителю. При этом одной из важнейших характеристик системы является вероятность битовой ошибки, которая характеризует качество передачи информации. Системы мобильной (сотовой) связи работают, как правило, в условиях многолучевого канала с замираниями сигналов. Для городских условий наиболее характерными являются релеевские замирания, когда прямой луч отсутствует, а на приемную антенну поступает сумма рассеянных сигналов.

Эффективным средством борьбы с замираниями сигналов является технология адаптивной разнесённой передачи (АРП) [1-3]. Благодаря наличию обратной (служебной) линии связи передающая сторона получает канальную информацию и может адаптивно управлять весовыми коэффициентами в передающих антеннах. Таким образом, появляется возможность пространственной обработки сигналов на передающей стороне линии связи, согласованной с состоянием канала связи.

Для уменьшения загрузки обратной линии связи канальная информация передается в квантованном виде (с помощью конечного числа бит). Кроме этого обычно имеется задержка в передаче и использовании этой информации. Эти факторы влияют на эффективность АРП. Целью настоящей работы является исследование эффективности (вероятности битовой ошибки) в системе связи с АРП из двух передающих антенн в условиях релеевских замираний сигналов при наличии ошибок и задержек в обратном канале связи.

Адаптивная разнесённая передача

Рассмотрим адаптивную разнесённую передачу из двух антенн, принципиальная схема которой показана на рис. 1. На приемной стороне выполняется оценка канальной информации (коэффициентов передачи h_1 и h_2) и вычисляются весовые коэффициенты w_1 и w_2 , обеспечивающие максимум отношения сигнал/шум (ОСШ) на выходе приемника. Информация о весовых векторах сообщается на передающую сторону линии связи по обратному

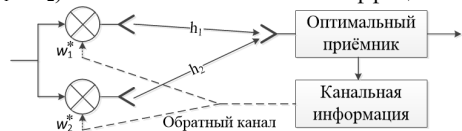


Рис. 1

В соответствии со схемой рис. 1 можно ввести эквивалентный канал с коэффициентом передачи \tilde{h}_{ad} равный

$$\tilde{h}_{ad} = w_1^* h_1 + w_2^* h_2, \quad (1)$$

где верхний индекс обозначает транспонирование.

Оптимальный весовой вектор \mathbf{W}_{opt} найдем из условия максимума ОСШ на выходе приемной антенны, которое с точностью до несущественного множителя равно $r =$

$r_0 |\mathbf{W}^H \mathbf{H}|^2$, где r_0 – отношение мощности передатчика к мощности гауссовых шумов приемника, $()^H$ – эрмитово сопряжение. ОСШ будет максимальным, когда канальный вектор \mathbf{H} и весовой вектор \mathbf{W} параллельны между собой [1-3]:

$$\mathbf{W} = \frac{1}{\sqrt{\mathbf{H}^H \mathbf{H}}} \mathbf{H}. \quad (2)$$

Нетрудно видеть, что систему с АРП можно свести к системе без разнесенной передачи, если ввести эквивалентный канал с коэффициентом передачи \tilde{h}_{ad} равным

$$\tilde{h}_{ad} = \sqrt{|h_1|^2 + |h_2|^2}. \quad (3)$$

Канальная информация сообщается на передающую сторону в квантованном виде (конечным числом бит). На практике используются три варианта АРП (обозначим их АРП (1), АРП (2) и АРП (4)), отличающихся загрузкой обратного канала. Цифра в скобках показывает, сколько бит передается по обратному каналу при использовании соответствующего варианта АРП.

В самом простом из них (АРП (1)) используется один бит, который сообщает, какая из передающих антенн создает большую мощность в точке приема. Далее только эта антенна используется для передачи сигналов. В такой схеме $w_1=1$ и $w_2=0$, если $|h_1|^2 > |h_2|^2$, и $w_1=0$ и $w_2=1$, если $|h_1|^2 < |h_2|^2$.

Второй вариант (АРП (2)) предполагает передачу значений разности фаз весовых коэффициентов w_1 и w_2 . При использовании 2 бит дискретность фазы составляет 90° , то есть значения разности фаз при передаче по обратному каналу округляются до ближайшего из чисел 0° , 90° , 180° и 270° . Амплитуды весовых коэффициентов считаются постоянными и равными $1/\sqrt{2}$.

В третьем варианте (АРП (4)) используются четыре бита и передается информация о значениях амплитуды и разности фаз весовых коэффициентов. Дискретность фазы уменьшается до 45° (используются 3 бита), а амплитуда считается равной $\sqrt{0.8}$ или $\sqrt{0.2}$ (используется 1 бит), в зависимости от того, какая передающая антенна создает большую мощность в точке приема [].

Моделирование статистически независимых релейских канальных коэффициентов между двумя передающими и одной приемной антенной будем производить на основе модели Кларка. В соответствии с этой моделью рассеиватели (вторичные источники) располагаются вокруг пользователя равномерно на окружности единичного радиуса. Тогда l -ая временная выборка k -го ($k = 1$ или 2) комплексного релейского коэффициента с нулевым средним и единичной дисперсией будет равна [1-2]

$$h_k(l) = \sqrt{\frac{2}{N_0}} \sum_{n=1}^{N_0} A_k(n) \exp\left(j \frac{\pi n}{N_0}\right) \cos\left\{2\pi f_d l \Delta t \cos\left[\pi \left(\frac{n-0.5}{2N_0}\right)\right]\right\} + \theta_n, \quad (4)$$

где $A_k(n) = \pm 1$ – n -ый символ k -ой последовательности Уолша, N_0 – число рассеивателей в первой четверти окружности, f_d – максимальная доплеровская частота, θ_n – случайная фаза с равномерным распределением на интервале $[0-2\pi]$, Δt – интервал взятия выборок

(длительность символа). Среднее значение коэффициентов $h_k(l)$ равно нулю, а дисперсия – единице. Далее будем задавать $f_d = 60$ Гц, $\Delta t = 69.4$ мкс. Отметим, что время корреляции флуктуации релеевских коэффициентов по половинному уровню составляет $\tau_{corr} = 0.24f_d^{-1}$ или ≈ 60 символов [4].

Ошибки в обратном канале

Допустим, что информация, переданная по обратному каналу связи принята с ошибкой равной $\epsilon\%$. Для моделирования влияния этой ошибки в последовательности бит передаваемой по обратному каналу связи случайным образом поменяем $\epsilon\%$ значений (равновероятно во всей последовательности) этих бит. На рис. 2 приведены результаты моделирования для вероятности битовой ошибки в зависимости от ОСШ при использовании 2ФМ модуляции, для трёх рассмотренных вариантов АРП. Ошибки в обратном канале равны 0 или 10%. Пусть заданный уровень вероятности битовой ошибки в прямом канале составляет 0.001. Тогда при увеличении ошибки в обратном канале от 0 до 10% требуемое ОСШ должно быть увеличено на 4.8 дБ для АРП(1), на 2 дБ для АРП(2) и на 1 дБ для АРП(4).

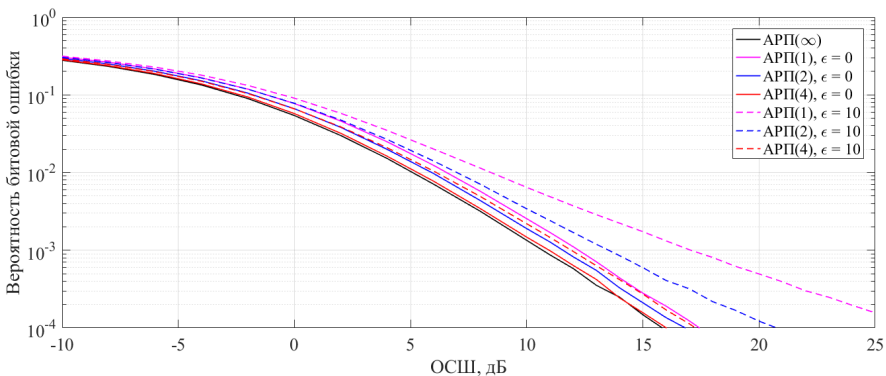


Рис. 2

Задержка в обратном канале

Рассмотрим ситуацию, когда информация, переданная по обратному каналу связи, принимается и используется с задержкой равной δ символов. Тогда формулу (1) для эквивалентного канального коэффициентом передачи \tilde{h}_{ad} можно записать в следующем виде:

$$\tilde{h}_{ad} = w_1^*(i - \delta)h_2(i) + w_2^*(i - \delta)h_2(i), \tag{5}$$

На рис. 3 приведены результаты моделирования для вероятности битовой ошибки в зависимости от ОСШ в системе с BPSK модуляцией, для трёх вариантов АРП и трех значений задержки $\delta = 0$ (нет задержки), 18 и 36 символов. При этом коэффициент корреляции каждого из релеевских коэффициентов составляет 0.95 ($\delta = 18$) и 0.80 ($\delta = 36$). Из полученных результатов следует, что при задержке в $\delta = 18$ символов требуемое

ОСШ (для уровня битовой ошибки 10^{-3}) увеличивается на 4.5 дБ для АРП(1), на 4.1 дБ для АРП(2) и на 3.8 дБ для АРП(4). При увеличении задержки до $\delta = 36$ символов потери в ОСШ увеличиваются до 8.6 дБ для АРП(1), до 8.6 дБ для АРП(2) и до 8.5 дБ для АРП(4).

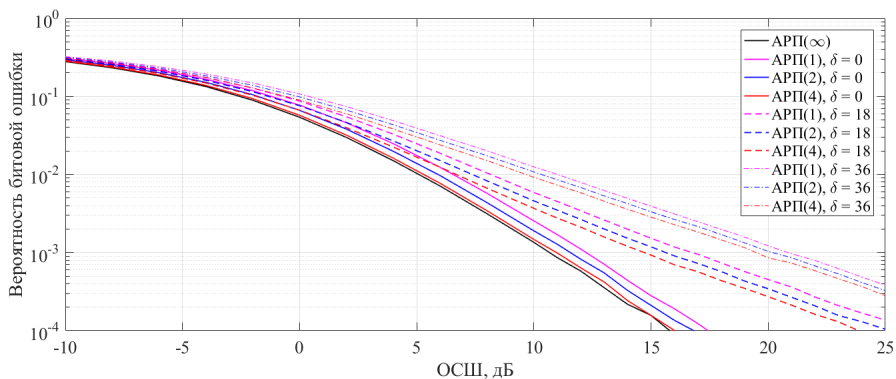


Рис. 3

Выводы

В настоящей работе исследовано влияние ошибок и задержек в обратной (служебной) линии связи на вероятность битовой ошибки в системе связи с АРП при двух передающих антеннах в условиях релейских замираний сигналов.

- [1] Прохис Д. Цифровая связь. Пер. с англ. – М: Радио и связь, 2000, 800 с.
- [2] Скляр Б. Цифровая связь. Теоретические основы и практическое применение. Пер. с англ. – М:, Вильямс, 2003, 1104 с.
- [3] Garg V.K. IS-95 CDMA and cdma2000: Cellular/PCS systems implementation. – Prentice-Hall, Inc., 2000, 424 p.
- [4] Ермолаев В.Т., Флакман А.Г. Теоретические основы обработки сигналов в беспроводных системах связи. Монография. – Нижний Новгород: ННГУ, 2011, 368 с.

ОЦЕНКА НАВИГАЦИОННЫХ ПАРАМЕТРОВ МНОЖЕСТВЕННЫХ ИСТОЧНИКОВ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ АЛГОРИТМА ВИНЕРОВСКОЙ ФИЛЬТРАЦИИ С ЦИФРОВОЙ ПРЕДОБРАБОТКОЙ

И.В. Гринь, О.А. Морозов, Н.А. Пинегина

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Одной из наиболее актуальных задач (радио)локации и (радио)навигации является задача местоопределения источника радиоизлучения (ИРИ) методами пассивной пеленгации в реальном масштабе времени. Методы, использующиеся для ее решения (например, разностно-дальномерный метод), для своей реализации требуют информацию о навигационных параметрах – взаимных временных задержках (ВВЗ) распространения сигналов [1].

Широкое применение в системах радиосвязи находят фазоманипулированные (ФМ, PSK) сигналы, позволяющие повысить помехоустойчивость системы и эффективно использовать радиодиапазон канала связи. В случае, когда исследуемые сигналы имеют одинаковую структуру, задача определения ВВЗ может быть успешно решена с помощью метода максимального правдоподобия, сводящегося к построению и анализу взаимной корреляционной функции сигналов. Однако, изменение спектральных параметров одного из принимаемых сигналов, что в случае космического сегмента может быть обусловлено значительным влиянием эффекта Доплера, приводит к искажению ВКФ: масштабированию или полному подавлению главного максимума. Для применения традиционных алгоритмов в данном случае необходима компенсация неизвестного частотного сдвига с помощью построения и анализа взаимной функции неопределенности (ВФН) [2] принимаемых сигналов. Однако, этот способ компенсации является вычислительно трудоемкой задачей.

В данной работе, для того чтобы избежать необходимость компенсации неизвестного сдвига частоты, предложен алгоритм, основанный на предварительной цифровой обработке и методе минимальной дисперсии Кейпона. Целью предварительной цифровой обработки является замена отсчетов исходного фазоманипулированного сигнала на отсчеты функции, зависящей от «мгновенной частоты» [3]:

$$\sigma(t_i) = (r_p^{(i)})^T R_p^{-1} r_p^{(i)}, \quad (1)$$

где R_p – теплица автокорреляционная матрица наблюдаемого процесса, $r_p^{(i)}$ – автокорреляционная последовательность исследуемого сигнала, вычисляемая по короткой выборке с использованием скользящего окна.

Для решения задачи обнаружения ФМ – сигналов предлагается использовать алгоритм на основе винеровской фильтрации. При построении фильтра Винера ставится задача синтеза такого линейного фильтра, воздействие которого на входной сигнал приведет к формированию сигнала с минимальным среднеквадратичным отклонением от эталонного. Для придания большей гибкости винеровской фильтрации была использована частотная характеристика следующего вида:

$$K(\omega, \alpha) = \frac{|H(\omega)|^*}{|H(\omega)|^2 + \alpha \frac{P_N(\omega)}{P_S(\omega)}} \quad (2)$$

где $H(\omega)$ – преобразование Фурье последовательности $\sigma(t)$, $P_s(f)$ и $P_n(f)$ – спектральные плотности мощности последовательности $\sigma(t)$ и шума соответственно. Тогда выход оптимального линейного фильтра имеет следующий вид:

$$R_\alpha = F^{-1}[K(\omega, \alpha) \cdot X(\omega)], \quad (3)$$

где F^{-1} – оператор обратного преобразования Фурье, $X(\omega)$ – преобразование Фурье последовательности $\sigma(t)$ исследуемого сигнала.

Функциональная схема предлагаемого алгоритма представлена на рис. 1:



Рис. 1

Рассмотрим многопозиционную спутниковую систему пассивной пеленгации, изображенную на рис. 2, основной задачей которой является определение координат N ИРИ (x_i, y_i, z_i) , находящихся на поверхности Земли. Для решения поставленной задачи необходимо определить ВВЗ сигналов, распространяющихся по различным каналам относительно опорного канала.

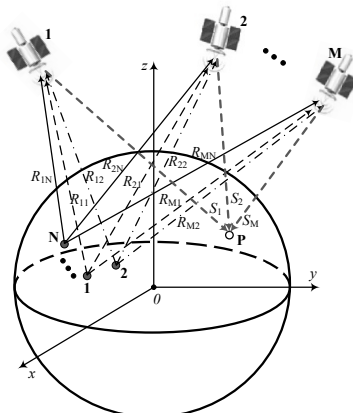


Рис. 2

Модель сигналов, принимаемых спутниками, с учетом влияния эффекта Доплера можно представить следующим образом:

$$\left\{ \begin{array}{l} s_1(t) = \sum_{i=1}^N x_i(t) + \eta_1(t); \\ s_2(t) = \sum_{i=1}^N x_i((1 - \alpha_{2i})t + \tau_{2i}) + \eta_2(t); \\ s_j(t) = \sum_{i=1}^N x_i((1 - \alpha_{ji})t + \tau_{ji}) + \eta_j(t); \\ \dots \\ s_M(t) = \sum_{i=1}^N x_i((1 - \alpha_{Mi})t + \tau_{Mi}) + \eta_M(t). \end{array} \right. \quad (4)$$

где $x_i, i = 1, \dots, N$ – сигнал, излучаемый i -м источником, сигналы $x_i((1 - \alpha_{ji})t + \tau_{ji}), j = 2, \dots, M$ представляют собой искажённые ($\alpha_{ji} = V_r/c$ – коэффициент, определяющий влияние эффекта Доплера и равный отношению радиальной скорости спутника к скорости света) и задержанные копии сигнала $x_i(t); \eta_j(t)$ – некоррелированные с сигналами аддитивные шумы в разных каналах распространения. Для определения координат ИРИ с помощью разностно-дальномерного метода необходима информация о временных задержках τ_{ji} для каждого источника с номером i .

При проведении оценки ВВЗ сигналов, принимаемых космическими аппаратами, в системе (4) с использованием алгоритма, представленным на рис. 1, неизбежно возникает проблема неоднозначности соотнесения величин измеряемых ВВЗ конкретным ИРИ. В случае наличия N источников радиоизлучения и M ретрансляторов, каждый из M выходов нелинейного фильтра (3) будет содержать N максимумов, каждый из которых будет соответствовать взаимной временной задержке между сигналами (4):

$$\left\{ \begin{array}{l} R_{\alpha_{12}}(\Delta t): \Delta t_{121}, \Delta t_{122}, \dots, \Delta t_{12N}; \\ R_{\alpha_{23}}(\Delta t): \Delta t_{231}, \Delta t_{232}, \dots, \Delta t_{23N}; \\ \dots \\ R_{\alpha_{M-1,M}}(\Delta t): \Delta t_{M-1,M,1}, \Delta t_{M-1,M,2}, \dots, \Delta t_{M-1,M,N}; \\ R_{\alpha_{M,1}}(\Delta t): \Delta t_{M,1,1}, \Delta t_{M,1,2}, \dots, \Delta t_{M,1,N}. \end{array} \right. \quad (5)$$

Для устранения возникающей неоднозначности можно использовать тот факт, что сумма ВВЗ, относящихся к одному ИРИ, равна нулю. Алгоритм, осуществляющий данный подход, аналогичен случаю, представленному в [4].

На основе компьютерного моделирования проведено исследование зависимости вероятности правильной работы алгоритма оценки взаимной временной задержки от уровня шума (ОСШ) в исследуемых сигналах. Вероятность рассчитывалась на основе: $P = m/n$, m – число благоприятных исходов, n – количество испытаний. Испытание считалось благоприятным, если временные задержки определились верно, с точностью до половины длительности бита, а также учитывалось найденное количество взаимных временных задержек в каждой выделенной группе (количество взаимных временных задержек в каждой группе должно быть равно количеству источников). Усреднение проводилось по $n = 1000$ реализациям. Исследовались конфигурации, содержащие 3 источника излучения. На рис. 3 представлены полученные зависимости.

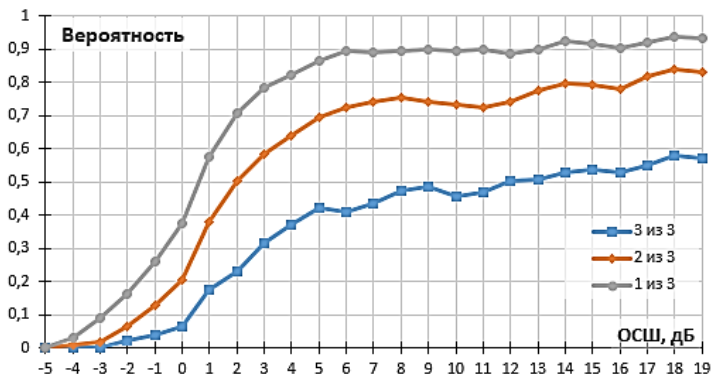


Рис. 3

Представленный алгоритм обладает меньшей вычислительной сложностью и требует меньших временных затрат для своей реализации, в сравнении с алгоритмом, основанным на вычислении ВФН [5]. Однако, анализ полученных результатов показывает, что он менее устойчив к уровню шума в исследуемых каналах связи. Данный подход позволяет идентифицировать часть ИРИ (2 из 3) в условиях влияния эффекта Доплера с вероятностью 0.6 при ОСШ равном 3 дБ.

- [1] Гришин Ю.П., Ипатов В.П., Казаринов Ю.М. Радиотехнические системы: учеб. для вузов по спец. «Радиотехника» / Под ред. Ю.М. Казаринова. – М.: Высш. шк., 1990. 496 с.
- [2] Yatrakis C.L. Computing the cross ambiguity function – a review. Binghamton University, State University of New York, 2005. 131 p.
- [3] Логинов А.А., Морозов О.А., Солдатов Е.А., Фидельман В.Р. Алгоритм нелинейной цифровой фильтрации гармонического заполнения фазоманипулированных сигналов. // Известия высших учебных заведений. Радиофизика. 2006. Т. 49. № 8. С. 704-711.
- [4] Гринь И.В., Морозов О.А., Пинегина Н.А. Устранение неоднозначности оценки навигационных параметров множественных источников радиоизлучения на основе критерия согласованности временных задержек. // Труды XXV научной конференции по радиофизике. – Н.Новгород: ННГУ, 2021. С. 340-343.
- [5] Гринь И.В., Морозов О.А., Пинегина Н.А. Метод устранения неоднозначности оценки навигационных параметров множественных источников радиоизлучения. // Известия высших учебных заведений. Радиофизика. 2022. Т. 65, № 4. С. 323-330.

РАЗРАБОТКА АВТОМАТИЧЕСКОГО РЕГУЛЯТОРА УСИЛЕНИЯ НА PIN-ДИОДАХ L- И S-ДИАПАЗОНОВ

Д.Н. Каргин, И.С. Сорокин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В современных устройствах связи, навигации и радиолокации уровень принимаемого сигнала в приемнике достаточно быстро и хаотически изменяется со временем по многим причинам, например: изменение пространственной ориентации высокоскоростных носителей, глубокие замирания сигнала, обусловленные сложным каналом распространения, и др. Поддерживание и обеспечение стабильного уровня мощности сигнала на узлах аналогового тракта приемника для предотвращения их перегрузки по входной мощности актуальная проблема обработки сигналов. Автоматическая регулировка усиления (АРУ) – система, которая обеспечивает на своем выходе стабильный уровень мощности сигнала. Динамический диапазон АРУ это диапазон мощностей сигнала на входе, при котором АРУ выдерживает заданный, постоянный уровень сигнала на своем выходе [1].

Целью работы является разработка системы АРУ со следующими характеристиками:

- рабочий частотный диапазон от 1 до 5 ГГц;
- динамический диапазон АРУ не менее 20 дБ;
- время атаки и восстановления не более 100 мкс.

Для системы АРУ была выбрана обратная схема (управляющее напряжение подается со стороны выхода в направлении входа) реализации [2]. Структурная схема системы АРУ представлена на рисунке 1.

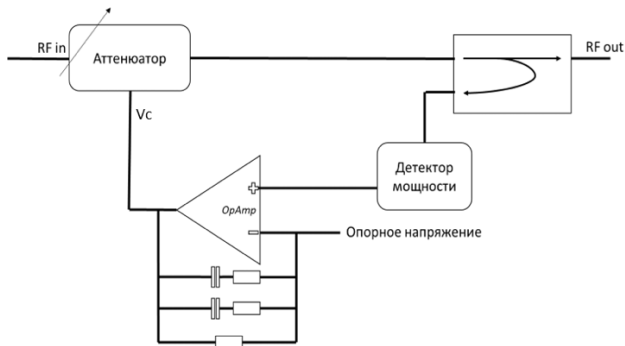


Рис. 1

Направленный ответитель мощности в схеме используется для отведения части мощности сигнала с выхода управляемого аттенуатора на вход логарифмического детектора мощности. Детектор мощности устанавливает постоянное напряжение на выходе в соответствии с уровнем сигнала на его входе. В схеме присутствует операционный усилитель, на инвертирующий вход которого поступает опорное напряжение V_c , которое задает требуемую мощность на выходе системы АРУ. На не инвертирующий

вход операционного усилителя поступает напряжение с выхода детектора мощности. Напряжение с выхода операционного усилителя – это управляющее напряжение аттенюатора. Аттенюатор, управляемый напряжением, был реализован на pin-диодной микросхеме SMP1307-127LF [3]. На рисунке 2 изображены измеренные зависимости величины ослабления входного сигнала от управляющего напряжения на аттенюаторе. Зависимости приведены для частот 0,5 ГГц и 2,5 ГГц.

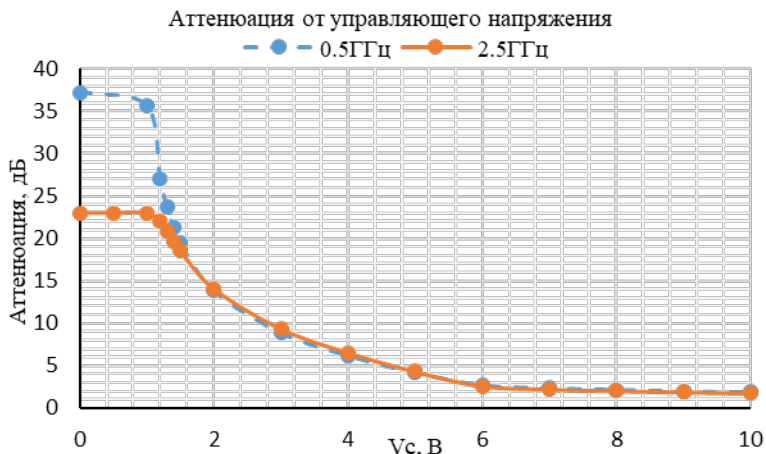


Рис. 2

Разработана электрическая принципиальная схема АРУ, включающая в себя схему питания и потенциометры для изменения опорного напряжения. Топология печатной платы системы АРУ разработана в системе проектирования печатных плат от компании Cadence Allegro PCB Designer и продемонстрирована на рисунке 3. На рисунке 4 изображена фотография внешнего вида печатной платы.

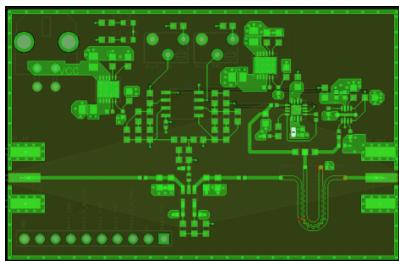


Рис. 3

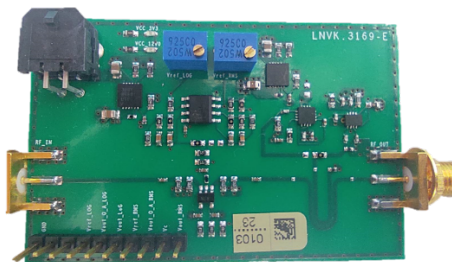


Рис. 4

Одной из важнейших характеристик АРУ является время срабатывания [4]. Эта характеристика отражает скорость реакции АРУ на скачкообразное изменение мощности входного сигнала. Время между моментом резкого повышения или понижения уровня сигнала на входе АРУ и моментом, когда уровень сигнала на выходе АРУ отличается

не более чем на 10% от задаваемой величины, называется временем атаки или временем восстановления соответственно. Для разработанного на печатной плате АРУ было проведено измерение времени атаки и времени восстановления на частоте 1,5 ГГц. Уровень входного сигнала изменялся на 4 дБ. На рисунке 5 (левом) зеленым цветом изображена осциллограмма сигнала, амплитуда которого резко возрастает, на входе АРУ. На рисунке 5 (правом) зеленым цветом изображена осциллограмма сигнала на выходе АРУ, желтым цветом изображено напряжение на выходе детектора мощности. На рисунке 6 изображены аналогичные сигналы в случае, когда мощность сигнала на входе АРУ резко уменьшается.

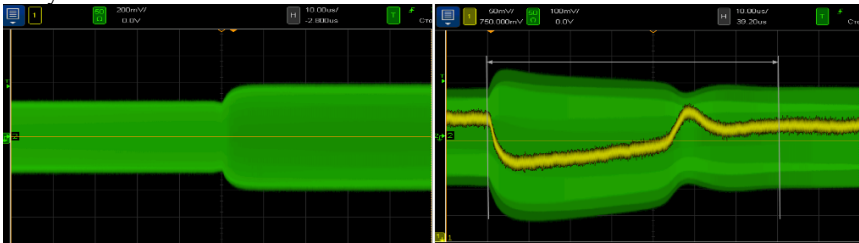


Рис. 5

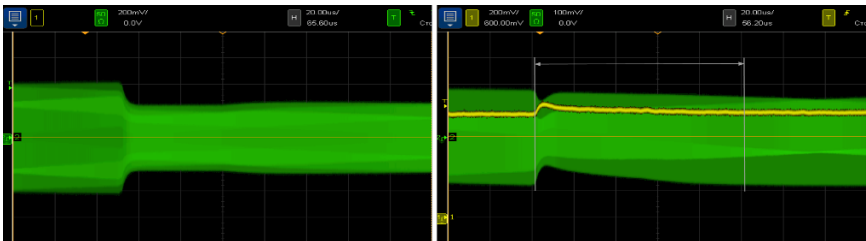


Рис. 6

В результате измерений было получено, что время атаки составляет не более 70 мкс, а время восстановления не более 100 мкс.

Еще одной важной характеристикой АРУ является амплитудная характеристика – зависимость уровня мощности сигнала на выходе P_{out} АРУ от уровня мощности на входе P_{in} АРУ [2]. На рисунке 7 приведено семейство графиков зависимости выходной мощности от входной при различных опорных напряжениях V_c . Как видно из графиков система АРУ обеспечивает постоянный уровень сигнала на выходе и не зависит от уровня входного сигнала. Для слабых входных сигналов АРУ имеет минимальную аттенюацию, а выход является линейной функцией входа. В случае, когда выходной сигнал достигает задаваемого уровня мощности, АРУ увеличивает коэффициент ослабления и поддерживает постоянный уровень выходного.

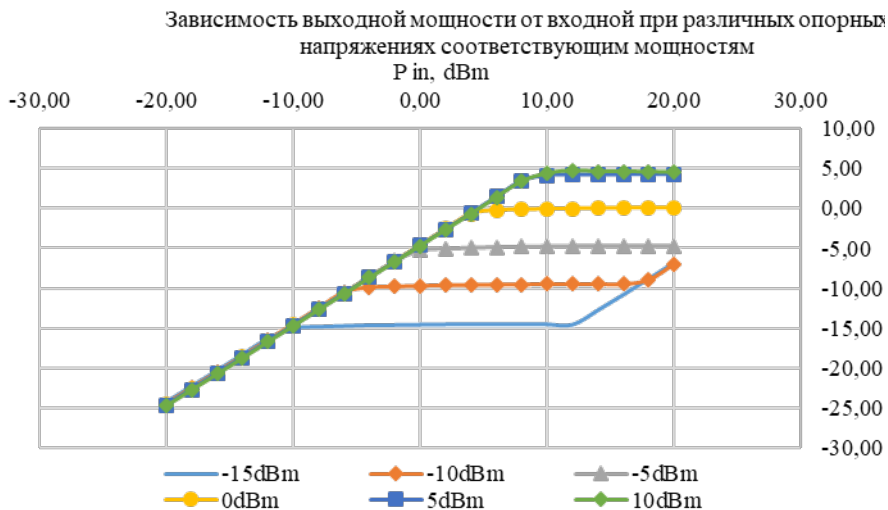


Рис. 7

В данной работе представлен результат разработки системы АРУ на pin-диодах. В ходе проведенной работы были получены следующие результаты:

- частотный диапазон работы АРУ от 1 до 5 ГГц;
- диапазон АРУ 22 дБ;
- время атаки ~ 70 мкс;
- время восстановления ~ 100 мкс.

- [1] В.С. Плаксиенко, Н.Е. Плаксиенко, С.В. Плаксиенко // Устройства приема и обработки сигналов: Учебное пособие для вузов. – М.: Учебно-методический издательский центр «Учебная литература», 2004, 376 с.: ил. ISBN –5-8367-0026-X
- [2] Логвинов В.Л. // Приемники систем фиксированной и мобильной связи, учебное пособие. 2016.
- [3] https://www.skyworksync.com/-/media/SkyWorks/Documents/Products/101-200/SMP1307_Series_200045N.pdf
- [4] Тартаковский Г.П. // Динамика систем автоматической регулировки усиления. 1957.

ОПТИМАЛЬНАЯ ВИНЕРОВСКАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ СИГНАЛОВ НА ГРАФАХ В ФИЛЬТРАХ С ПЕРЕМЕННЫМИ КОЭФФИЦИЕНТАМИ

И.К. Малышевский, Е.А. Маврычев

НГТУ

Введение

Обработка сигналов на графах является современным направлением в теории сигналов, представляющим обобщение классической цифровой обработки сигналов, в которой рассматриваются дискретные временные последовательности с регулярным переходом от одного момента времени к другому. Основным отличием сигналов на графах является нерегулярный переход от одного состояния к другому, который описывается графом с произвольной топологией [1].

Последние десятилетия отмечено большим числом работ в теории обработки сигналов на графах, из них можно выделить работу [1], в которой было введено понятие сигнала на графе и рассмотрены принципы частотного анализа и фильтрации сигналов на графах. Также следует отметить работы [2]-[3], в которых представлены обобщения структур фильтров для сигналов на графах и рассмотрены методы синтеза фильтров. Методы оптимальной и адаптивной фильтрации, а также оценок параметров сигналов рассматриваются в [4]-[6].

В данной работе рассматривается оптимальная фильтрация детерминированного сигнала на графе в присутствии коррелированных помех с известной корреляционной матрицей. Выполнен синтез оптимального винеровского фильтра на основе минимизации среднеквадратической ошибки (СКО). Ранее полученные результаты [4]-[6] относятся к фильтрации на графах для фильтров с постоянными коэффициентами в области графа. Однако, известно обобщение фильтра на графе, имеющего переменные коэффициенты в области графа [3], с кратным увеличением числа степеней свободы. Синтез оптимального фильтра, выполненный в данной работе, предполагает модель фильтра на графе с переменными коэффициентами. Представляются результаты математического моделирования, показывающие характеристики, достигаемые при оптимальной фильтрации.

Фильтрация на графах: модель сигнала

Рассмотрим произвольный граф $\mathcal{G}(\mathcal{N}, \mathcal{E})$, где $\mathcal{N} = \{1, 2, \dots, N\}$ – множество вершин (узлов) графа, содержащее номера узлов сети и \mathcal{E} – множество ребер, элементы которого состоят из пар номеров узлов, соединенных ребром. Если узлы n и m соединены ребром, то $(n, m) \in \mathcal{E}$. Полное описание топологии графа представляется также с помощью матрицы смежности \mathbf{A} , в которой элемент $a_{n,m} > 0$, если $(n, m) \in \mathcal{E}$, характеризует силу связи между узлами n и m .

Каждому узлу графа $n \in \mathcal{N}$ поставим с соответствие действительный сигнал $x_n(l) \in \mathbb{R}$, который является процессом, зависящим от дискретного времени $l = 1, \dots, L$, где L – число временных выборок. Введем вектор $\mathbf{x}(l) = [x_1(l), \dots, x_N(l)] \in \mathbb{R}^N$, называемый сигналом на графе $\mathcal{G}(\mathcal{N}, \mathcal{E})$. Будем полагать, что, сигнал на графе $\mathbf{x}(l)$ пред-

ставляет собой суперпозицию детерминированного полезного сигнала $\mathbf{d} \in \mathbb{R}^N$, являющийся ожидаемым сигналом, и шума $\mathbf{v}(l) \in \mathbb{R}^N$. Модель сигнала на графе запишем следующим образом

$$\mathbf{x}(l) = \mathbf{d} + \mathbf{v}(l). \quad (1)$$

Будем полагать, что в общем случае вектор шума имеет произвольный закон распределения, является стационарным во времени и имеет корреляционную матрицу $\mathbf{R}_{vv} = E\{\mathbf{v}(l)\mathbf{v}^T(l)\}$, где $E\{\cdot\}$ – математическое ожидание, $(\cdot)^T$ – операция транспонирования.

По аналогии с задержкой временной последовательности в обработке сигналов на графах ключевое значение имеет понятие задержки сигнала на графе, которая описывается с помощью матрицы задержки \mathbf{S} размерности $N \times N$. Матрица сдвига должна удовлетворять следующим условиям

$$\begin{cases} s_{n,m} > 0, & (n, m) \in \mathcal{E}, \\ s_{n,m} = 0, & (n, m) \notin \mathcal{E}. \end{cases} \quad (2)$$

Условию (2) удовлетворяет матрица смежности \mathbf{A} , которая часто выбирается в качестве матрицы сдвига, или матрица сдвига \mathbf{S} может быть выбрана любым другим способом, удовлетворяющим условиям (2). Тогда сигнал, задержанный на графе на одну позицию, представляется в виде вектора $\mathbf{S}\mathbf{x}(l) \in \mathbb{R}^N$, а сигнал, задержанный на графе на k позиций, записывается как $\mathbf{S}^k\mathbf{x}(l) \in \mathbb{R}^N$.

Рассмотрим КИХ фильтр сигнала на графе порядка K , у которого выходной сигнал представим вектором $\mathbf{y}(l) = [y_1(l), \dots, y_N(l)] \in \mathbb{R}^N$, являющимся суперпозицией задержанных сигналов $\mathbf{x}(l), \mathbf{S}\mathbf{x}(l), \dots, \mathbf{S}^K\mathbf{x}(l)$, умноженных на весовые коэффициенты $h_0, h_1, \dots, h_K \in \mathbb{R}$. Тогда выходной сигнал КИХ фильтра запишем как

$$\mathbf{y}(l) = \sum_{k=0}^K h_k \mathbf{S}^k \mathbf{x}(l) = \mathbf{X}(l)\mathbf{h}. \quad (3)$$

где $\mathbf{h} = [h_0, h_1, \dots, h_K] \in \mathbb{R}^{K+1}$ – вектор весовых коэффициентов КИХ фильтра, $\mathbf{X}(l) = [\mathbf{x}(l), \mathbf{S}\mathbf{x}(l), \dots, \mathbf{S}^K\mathbf{x}(l)] \in \mathbb{R}^{N \times (K+1)}$ – матрица, у которой $(k+1)$ -ый столбец ($k = 0, \dots, K$) представляет собой сигнал на графе с задержкой на k позиций.

Модель фильтра (3) является моделью фильтра с постоянными коэффициентами в области графа, т.е. коэффициент h_k применяется ко всем элементам сигнала на графе $\mathbf{S}^k\mathbf{x}(l)$, задержанного на k позиций. Такую модель считают классической моделью КИХ фильтра в обработке сигналов на графах [1].

Более сложная модель, у которой число степеней свободы в N раз больше, является модель фильтра с переменными коэффициентами в области графа [3]. В этом случае элементы сигнала $\mathbf{S}^k\mathbf{x}(l)$, задержанного на k позиций, взвешиваются с весовыми коэффициентами, определяемых вектором $\mathbf{h}_k = [h_{1,k}, h_{2,k}, \dots, h_{N,k}] \in \mathbb{R}^N$. Таким образом, вместо одного коэффициента, как в фильтре с постоянными коэффициентами, используется N различных коэффициентов, применяемых к различным элементам сигнала в области графа. Поэтому данная структура КИХ фильтра получила название фильтр переменными коэффициентами в области графа. Выходной сигнал, аналогично модели (3)

представляет собой суперпозицию задержанных сигналов, взвешенных с векторными весовыми коэффициентами $\mathbf{h}_0, \mathbf{h}_1, \dots, \mathbf{h}_K$, и записывается как

$$\mathbf{y}(l) = \sum_{k=0}^K \text{diag}\{\mathbf{h}_k\} \mathbf{S}^k \mathbf{x}(l) = \mathbf{X}(l) \mathbf{h}. \quad (4)$$

где операция $\text{diag}\{\cdot\}$, представляющая вектор в виде диагональной матрицы, $\mathbf{h} = [\mathbf{h}_0^T, \mathbf{h}_1^T, \dots, \mathbf{h}_K^T] \in \mathbb{R}^{N(K+1)}$ – вектор переменных весовых коэффициентов КИХ фильтра, $\mathbf{X}(l) = [\text{diag}\{\mathbf{x}(l)\}, \text{diag}\{\mathbf{S}\mathbf{x}(l)\}, \dots, \text{diag}\{\mathbf{S}^K \mathbf{x}(l)\}] \in \mathbb{R}^{N \times N(K+1)}$ – блочная матрица, у которой $(k+1)$ -ый блок размерности $N \times N$ содержит на главной диагонали сигнал на графе с задержкой на k позиций.

Оптимальный фильтр Винера

В качестве критерия для синтеза винеровского фильтра рассматривается СКО, которая представляется в виде

$$\varepsilon^2 = \mathbb{E}\{\|\mathbf{y}(l) - \mathbf{d}\|^2\}. \quad (5)$$

где $\|\cdot\|$ – норма второго порядка вектора. Учитывая модель сигнала (2), СКО можно записать как

$$\begin{aligned} \varepsilon^2 &= \mathbb{E}\{\mathbf{h}^T \mathbf{X}^T(l) \mathbf{X}(l) \mathbf{h} - 2\mathbf{h}^T \mathbf{X}^T(l) \mathbf{d} + \mathbf{d}^T \mathbf{d}\} \\ &= \mathbf{h}^T \mathbf{Q} \mathbf{h} - 2\mathbf{h}^T \mathbf{p} + \mathbf{d}^T \mathbf{d}, \end{aligned} \quad (6)$$

где $\mathbf{Q} = \mathbb{E}\{\mathbf{X}^T(l) \mathbf{X}(l)\}$ – корреляционная матрица задержанных сигналов на графе размерности $N(K+1) \times N(K+1)$, $\mathbf{p} = \mathbb{E}\{\mathbf{X}^T(l) \mathbf{d}\}$ – корреляционный вектор задержанных сигналов на графе с вектором полезного сигнала размерности $N(K+1) \times 1$. Блок (i, k) матрицы корреляции \mathbf{Q} записывается в виде матрицы размерности $N \times N$

$$\mathbf{Q}_{i,k} = \mathbb{E}\{\text{diag}\{\mathbf{S}^{i-1} \mathbf{x}(l)\} \text{diag}\{\mathbf{S}^{k-1} \mathbf{x}(l)\}\} = (\mathbf{S}^{i-1} \mathbf{R}_{xx} \mathbf{S}^{k-1}) \odot \mathbf{I}_N, \quad (7)$$

где $\mathbf{R}_{xx} = \mathbb{E}\{\mathbf{x}(l) \mathbf{x}^T(l)\} = \mathbf{d} \mathbf{d}^T + \mathbf{R}_{vv}$ – корреляционная матрица входного сигнала на графе, \mathbf{I}_N – единичная матрица размерности $N \times N$, \odot – операция поэлементного умножения матриц. Также запишем k -ый блок вектора \mathbf{p} , имеющий размерность $N \times 1$

$$\mathbf{p}_k = \mathbb{E}\{\text{diag}\{\mathbf{S}^{k-1} \mathbf{x}(l)\} \mathbf{d}\} = \text{diag}\{\mathbf{S}^{k-1} \mathbf{d}\} \mathbf{d}. \quad (8)$$

Минимизация СКО (6) приводит к хорошо известному винеровскому оптимальному решению для вектора импульсной характеристики фильтра на графе

$$\mathbf{h}_{opt} = \mathbf{Q}^{-1} \mathbf{p} \quad (9)$$

а минимальная СКО представляется в виде

$$\varepsilon_{min}^2 = \mathbf{d}^T \mathbf{d} - \mathbf{p}^T \mathbf{Q}^{-1} \mathbf{p}. \quad (10)$$

Результаты моделирования

В математическом моделировании рассматривается граф с $N = 12$, числом соседей равным от 2 до 6 у различных узлов, при этом среднее число соседей равно четырем.

Полезным сигналом считается постоянная для всех узлов амплитуда $d_n = d_0$. Коэффициенты матрицы сдвига выбраны по правилу Метрополис-Хастингс [7], что обеспечивает усреднение сигналов в различных узлах при единичных коэффициентах фильтра. В каждом статистическом эксперименте генерируются случайные реализации шума с нормальным законом распределения, в котором коррелированная составляющая имеет корреляционную матрицу ранга 3. Характеристики усредняются по 500 статистическим экспериментам.

На рис. 1 показаны зависимости СКО от отношения сигнал/шум (ОСШ) при отсутствии коррелированной составляющей шума для фильтров различных порядков. На рис. 2 показаны зависимости СКО от ОСШ (некоррелированной составляющей шума) для фильтров различных порядков, при этом отношение мощности коррелированной составляющей шума к некоррелированной 30 дБ. Как видно из рисунка, увеличение порядка фильтра позволяет эффективно подавить коррелированную помеху и приблизиться к эффективности обработки на фоне некоррелированного шума.

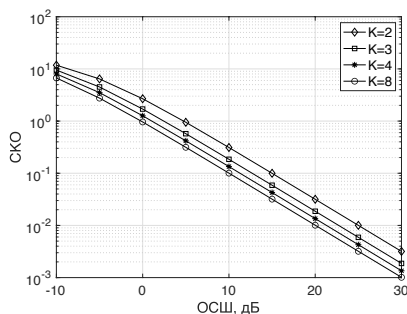


Рис. 1

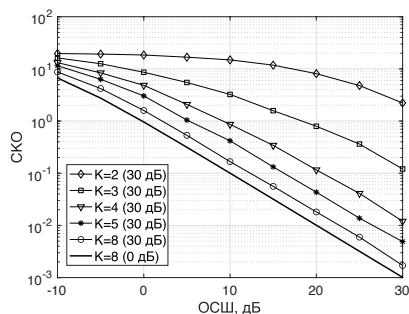


Рис. 2

- [1] Sandryhaila A., Moura J. M. // IEEE Trans. Signal Processing. 2013. Vol. 61, No. 7. P. 1644.
- [2] Segarra S., Marques A., Ribeiro A. // IEEE Trans. Signal Processing. 2017. Vol. 65, No. 15. P. 4117.
- [3] Coutino M., Isufi E., Leus G. // IEEE Trans. Signal Processing. 2019. Vol. 67, No. 9. P. 2320.
- [4] Di Lorenzo P., Banelli P., Isufi E., Barbarossa S., Leus G. // IEEE Trans. Signal Processing, 2019. Vol. 67, No. 9. P. 2320.
- [5] Nassif R., Richard C., Chen J., Sayed A.H. // Proc. Asilomar Conference on Signals, Systems, and Computers / Pacific Grove, CA, 2017. P. 1973.
- [6] Di Lorenzo P., Isufi E., Banelli P., Barbarossa S., Leus G. // Proc. European Signal Processing Conference / Kos, Greece, 2017. P. 2289.
- [7] Xiao L., Boyd S., Kim S.-J. // Journal of Parallel and Distributed Computing. 2007. Vol. 67, No. 1. P. 33.

МОДИФИКАЦИЯ МОДЕЛИ КАНАЛА IEEE 802.11ay: БЛОКИРОВКА ЛУЧА С УЧЕТОМ ДИФРАЦИИ И ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ВНУТРИКЛАСТЕРНАЯ СТРУКТУРА

К.А. Понур, О.А. Шмонин, В.В. Купцо, С.Н. Трушков

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Высокореалистичная квазидетерминированная модель канала миллиметрового диапазона длин волн стандарта IEEE 802.11ay [1] и её предшественница использовались во множестве научных исследований [2-5]. К её основным достоинствам можно отнести явный (детерминированный) учёт физических особенностей распространения электромагнитных волн данного диапазона, а именно: вычисление путей распространения в приближении геометрической оптики с помощью метода мнимых источников (ray tracing), учёт потерь мощности на отражении и проникновении сквозь препятствие в зависимости от физических характеристик конкретного объекта (материала), поддержка произвольной конфигурации антенной решетки, поляризации, расположения и ориентации одного или нескольких пользователей.

Однако параметры (углы и задержки) внутрикластерной структуры, моделирующей эффект рассеяния при отражении от шероховатых поверхностей, описываются статистически в привязке к главному геометрическому пути распространения в кластере. Данная особенность не позволяет применить модель корректно для движущихся пользователей (т.е. при изменении их координат). Кроме того, возникает необходимость моделировать эволюцию эффекта блокировки луча во времени. В частности, временную блокировку человеческим телом (human blockage), для которой характерно падение мощности до 20 дБ, длящееся около 1 с. При этом для процесса блокировки характерно плавное спадание и флуктуации мощности, вызванные эффектом дифракции [6-7], что не учитывается стандартной моделью.

Для моделирования подобных динамических задач необходимо модифицировать модель так, чтобы каждый внутрикластерный луч описывался собственным геометрическим лучом с определенными точками отражения. При этом к модифицированной структуре лучей должна применяться модель дифракции. Это позволит обеспечить плавное изменение важных параметров канала, таких как набеги фаз, задержки, углы и амплитуды для всех лучей. Задача усложняется тем, что необходимо сохранить статистические свойства параметров внутрикластерной структуры оригинальной модели.

Учет эффекта дифракции

Амплитуда детерминированных лучей в оригинальной модели вычисляется следующим образом:

$$A[dB] = 20 \lg \frac{\lambda}{4\pi r} - B \cdot r - C, \quad (1)$$

где r – пройденное расстояние, B – коэффициент линейных потерь в среде в дБ, а

$$C[dB] = \sum_n \frac{C_n[dB]}{\cos \alpha_n}, \quad (2)$$

где сумма берётся по всем поверхностям, которые пересекает путь распространения и для которых не учитывается эффект дифракции, C_n — нормальные потери при проникновении (свойство поверхности), α_n — угол между направлением распространения и вектором нормали к поверхности \vec{n} .

Для учёта эффекта дифракции необходимо в выражении (1) необходимо вычесть дополнительный коэффициент

$$D[\text{dB}] = -20 \sum_n \lg|F_n|, \quad (3)$$

где сумма вычисляется по всем дифрагирующим поверхностям. При этом,

$$F_n = 1 + 0.5i(1 - \beta) \left[(C(u_2) - C(u_1)) + i(S(u_2) - S(u_1)) \right] \cdot \left[(C(v_2) - C(v_1)) + i(S(v_2) - S(v_1)) \right], \quad (4)$$

$$u_k = z_k \sin \alpha_z \sqrt{\frac{2}{\lambda} \frac{r_0 + \rho_0}{r_0 \rho_0}}, \quad v_k = y_k \sin \alpha_y \sqrt{\frac{2}{\lambda} \frac{r_0 + \rho_0}{r_0 \rho_0}}, \quad (5)$$

где r_0 - расстояние между источником и точкой пересечения, ρ_0 - расстояние между приемником и точкой пересечения, α_z и α_y - углы между направлением распространения и соответствующей осью, $\beta = 10^{-0.05 C_n[\text{dB}]} \cos^{-1} \alpha$ - скалярный коэффициент проникновения, $S(u) = \int_0^x \sin(t^2) dt$ и $C(u) = \int_0^x \cos(t^2) dt$ - интегралы Френеля.

Дифракция может быть отключена для каждого края поверхности установлением соответствующих u_q или v_q равными бесконечными. Это предполагает бесконечную поверхность для соответствующего направления и может быть применено для мест соединения разных поверхностей.

На Рис.1б представлено изменение принимаемой мощности во времени в случае блокировки луча прямой видимости человеком (см. рис. 1а). Стоит отметить, что характер и величина спада мощности, а также время восстановления согласуются с экспериментальными данными [6-7].

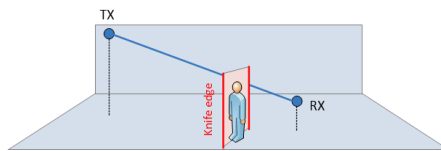


Рис. 1а

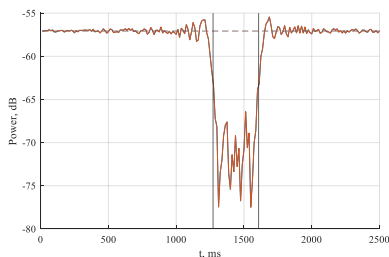


Рис. 1б

Геометрическая внутрикластерная структура

Возможны два варианта реализации геометрической внутрикластерной структуры при условии частичного сохранения статистического распределения её параметров [1]:

- *Фиксирование угловой дисперсии внутри кластера:* в этом случае углы прихода и отправления генерируются случайным образом с нормальным распределением ($\sigma = 5$ градусов), а задержки рассчитываются из геометрии.
- *Фиксирование распределения задержек:* в этом случае задержки сигнала генерируются как случайный пуассоновский процесс ($\lambda = 1.2 \text{ нс}^{-1}$ [8]), а углы прихода и отправления вычисляются из геометрии.

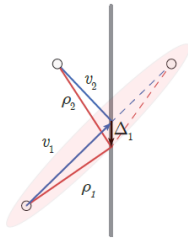


Рис. 2а

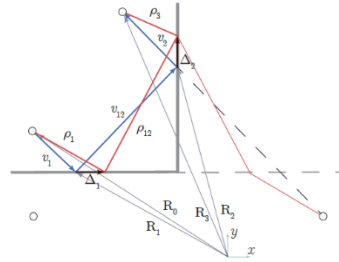


Рис. 2б

Рассмотрим случай однократного отражения (см. рис. 2а). Синий луч является детерминированным и был получен с помощью трассировки лучей. После вброса случайной задержки необходимо задать случайный вектор сдвига Δ_1 для получения точки отражения. Для этого генерируется случайный вектор ρ_1 путем случайного вращения вектора v_1 в соответствии с используемым в модели распределением для угла. Пересечение линии, заданной вектором ρ_1 , с поверхностью дает начальную точку отражения. Вычисляя разницу между длиной главного и кластерного лучей, можно получить, приближенное равенство

$$\Delta d \approx \frac{1}{2} \frac{|\vec{\Delta}_1|^2}{|\vec{v}_1|} - \frac{1}{2} \frac{(\vec{u}_1 \vec{\Delta}_1)^2}{|\vec{v}_1|} + \frac{1}{2} \frac{|\vec{\Delta}_1|^2}{|\vec{v}_2|} - \frac{1}{2} \frac{(\vec{u}_1 \vec{\Delta}_1)^2}{|\vec{v}_2|}. \quad (2)$$

В случае двойного отражения (см. рис. 2б) необходимо сгенерировать две начальные точки отражения (векторы Δ_1 и Δ_2) для описания внутрикластерного луча. Аналогично можно получить разницу хода между основным и внутрикластерным лучом

$$\Delta d \approx \frac{1}{2} \frac{|\vec{\Delta}_1|^2}{|\vec{v}_1|} + \frac{1}{2} \frac{|\vec{\Delta}_{21}|^2}{|\vec{v}_{12}|} + \frac{1}{2} \frac{|\vec{\Delta}_2|^2}{|\vec{v}_2|} - \frac{1}{2} \frac{(\vec{u}_1 \vec{\Delta}_1)^2}{|\vec{v}_1|} - \frac{1}{2} \frac{(\vec{u}_{12} \vec{\Delta}_{21})^2}{|\vec{v}_{12}|} - \frac{1}{2} \frac{(\vec{u}_2 \vec{\Delta}_2)^2}{|\vec{v}_2|}. \quad (2)$$

Вектора Δ_1 и Δ_2 могут быть нормированы для сохранения распределения задержек $\Delta d = c\Delta\tau$.

На рис. 3а представлено распределение лучей в канале, цветными линиями обозначены детерминированные лучи, серыми – внутрикластерные в случае сохранения распределения углов, а на рис. 3б – в случае фиксированного распределения задержек.

Заключение

Предложенная модификация модели канала IEEE 802.11ay позволяет моделировать пространственно-непрерывное изменение канала пользователя при изменении его координат в совокупности с эффектом дифракции при блокировке луча.

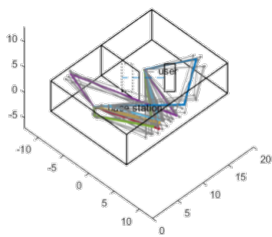


Рис. 3а Фиксировано распределение АОА

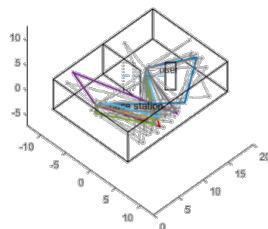


Рис. 3б Фиксировано распределение
TOA

- [1] Maltsev A. et al. // IEEE doc. 802.11-15/1150r9 Channel Models for IEEE 802.11ay. 2017.
- [2] Kim M.-S., Ropitault T., Lee S., Choi J.-H., Golmie N. // A deep neural network based MU-MIMO beamforming training protocol for IEEE 802.11ay. *Journal of Communications and Networks*. 2022. Vol. 24, No. 6. P. 686.
- [3] Wang J., Varshney N., Zhang J., Griffith D., Golmie N. // Deep Learning Based Link-Level Abstraction for mmWave Communications. *IEEE Smart-World/SCALCOM/UIC/ATC/IOP/SCI*. 2021. P. 391.
- [4] Fellhauer F., Loghin N., Ciochina D., Handte T., Brink S. // Low complexity beamforming training method for mmWave communications. *IEEE 18th International Workshop on Signal Processing Advances in Wireless Communications*. 2017. P. 1.
- [5] Lyu P., Benlarbi-Delaï A., Ren Z., Sarrazin J. // Neural-Network-based NLOS Identification in Angular Domain at 60-GHz. DOI: 10.48550/arXiv.2107.09343
- [6] Jacob M., Mbianke C., Kürner T. // A dynamic 60 GHz radio channel model for system level simulations with MAC protocols for IEEE 802.11ad. *ISCE*. 2010. P. 1.
- [7] Peter M. et al. // Analyzing human body shadowing at 60 GHz: Systematic wideband MIMO measurements and modeling approaches. *EUCAP*. 2012. P. 468.
- [8] Wu X. et al. // 60-GHz Millimeter-Wave Channel Measurements and Modeling for Indoor Office Environments. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. 2017. Vol. 65, No. 4. P. 256.

МЕТОД ОЦЕНИВАНИЯ ДРОБНОЙ ЗАДЕРЖКИ СИГНАЛА ПО ПИЛОТНОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ

И.С. Сорокин, Н.А. Щелоков

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

При разработке современных систем связи ставятся все более высокие требования к скорости и надежности передачи данных. Для обеспечения предъявляемых требований необходимо повышение точности частотной, фазовой, временной и символьной синхронизации приемника и передатчика [1].

В работе рассмотрено влияние и метод оценивания дробной задержки сигнала. Причинами возникновения такой задержки могут быть высокая относительная скорость и асинхронное включение приемника и передатчика. Но основные причины – температурный дрейф и частотная отстройка опорных тактовых генераторов приемника и передатчика. Для относительно недорогих опорных генераторов, составляющих основную часть массового рынка и использующихся в большинстве современных приемопередатчиках, отстройка может составлять до десятков кГц. Такая существенная рассинхронизация по частоте тактирования существенно ухудшает символьную синхронизацию приемника. Дробная задержка измеряется в долях длительности выборки входного сигнала.

На рисунке 1 приведены зависимости битовой ошибки (BER) от отношения сигнал-шум (ОСШ) при различной величине дробной задержки $\mu=0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8$, модуляция 16-QAM, ширина символа (samples per symbol, sps) равна 3 отсчета.

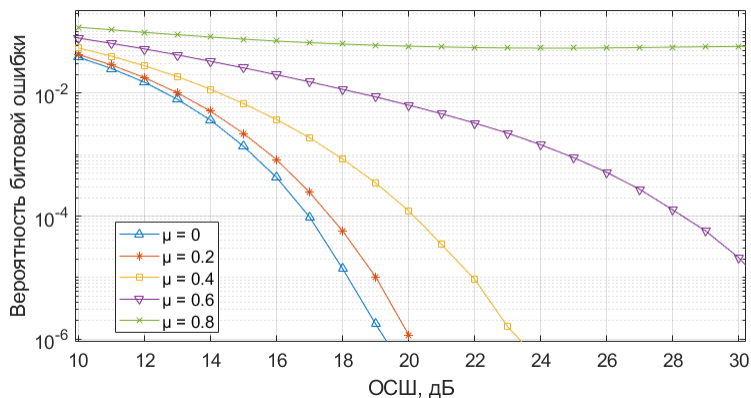


Рис. 1

Из рисунка 1 видно, что с ростом дробной задержки при $\mu=0.2, 0.4, 0.6$ кривые BER по уровню 10^{-5} смещаются на 1 дБ, 4 дБ и 13 дБ соответственно относительно кривой $\mu=0$. При $\mu=0.8$ BER не превышает 10^{-2} . Причина такого поведения – ухудшение ОСШ под влиянием межсимвольной интерференции (МСИ). МСИ возникает в отсчетах комплексной амплитуды сигнала на передатчике после прохождения формирующего фильтра [2]. Чем больше величина дробной задержки, тем больше потери в ОСШ, которые

в общем случае зависят от формирующего фильтра. В работе использовался формирующий фильтр Найквиста [3].

Как правило, для устранения негативного эффекта применяют цифровой фильтр дробной задержки, используя информацию о величине дробной задержки. Предлагаемый в этой работе метод оценивания дробной задержки основан на анализе искажений автокорреляционной последовательности (АКП) принятого пилотного сигнала. В качестве пилотного сигнала рассматривается М-последовательность, обладающая игольчатой формой АКП [4]. Для пилота целесообразно использовать BPSK модуляцию, так как она более устойчива к шумам и дробной задержке сигнала.

На рисунке 2 приведены окрестности максимума АКП пилотного сигнала при величине дробной задержки $\mu=0, 0.4, 0.6$, модуляция BPSK, $\text{sps}=3$.

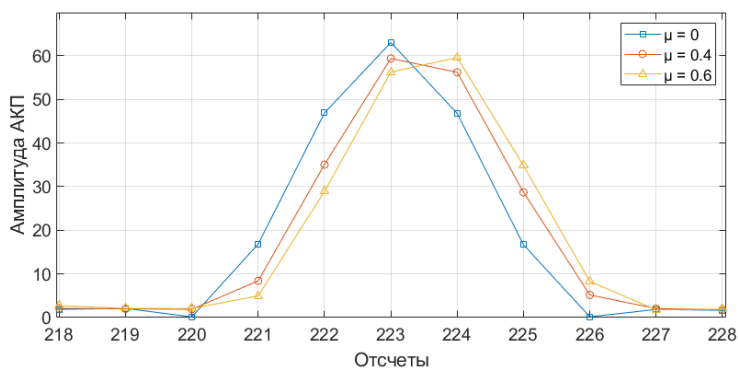


Рис. 2

Из рисунка 2 видно, что при дробной задержке, отличной от нуля, АКП становится несимметричной, и ее пик уменьшается. При $\mu > 0.5$ пик АКП перемещается на следующий отсчет.

Предлагаемый метод позволяет по форме пика АКП оценить величину дробной задержки. Область окрестности максимума АКП может быть аппроксимирована полиномом второго порядка (параболой). Смещение пика аппроксимированной параболы и будет оценкой величины дробной задержки μ и представлено следующим выражением [5]:

$$\begin{cases} a\tau_{-1}^2 + b\tau_{-1} + c = y_{-1} \\ a\tau_0^2 + b\tau_0 + c = y_0 \\ a\tau_1^2 + b\tau_1 + c = y_1 \end{cases}, \quad \mu = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{y_{-1} - y_1}{y_{-1} - 2y_0 + y_1} \right), \quad (1)$$

где a, b, c – коэффициенты квадратичного полинома, y_{-1} – отсчет АКП, располагающийся слева от пика, в момент времени τ_{-1} , y_1 – отсчет АКП, располагающийся справа от пика, в момент времени τ_1 , y_0 – пик АКП в момент времени τ_0 . Для вычисления значения μ требуется три значения АКП – это точное решение системы (1). Однако при низком ОСШ эти значения y могут быть существенно зашумлены, что приведет к ухудшению точности оценивания μ . Использование большего числа точек в окрестности

пика АКП для систем уравнений (1) должно увеличить точность оценивания μ . Такую переопределенную систему линейных уравнений можно решить методом наименьших квадратов [6]. Определив коэффициенты квадратичного полинома, оценку дробной задержки вычислим следующим образом:

$$\mu = -\frac{b}{2a}. \quad (2)$$

В рабочей модели для метода наименьших квадратов выбирались те отсчеты, в которых амплитуда АКП больше, чем 0.4 пика АКП. Такое ограничение вводится потому, что приближение квадратичной аппроксимации справедливо только в окрестности пика АКП.

С помощью компьютерного моделирования были построены статистические характеристики точности оценивания дробной задержки сигнала: среднее значение ошибки оценивания ϵ и среднеквадратическое отклонение ошибки оценивания σ .

На рисунках 3 и 4 приведены графики средней и среднеквадратической ошибки оценивания при $\text{sps}=5$ и $\mu=0.1$ для метода наименьших квадратов и точного решения системы (1), модуляция BPSK. На рисунках 5 и 6 приведены аналогичные графики при $\text{sps}=9$ и $\mu=0.1$.

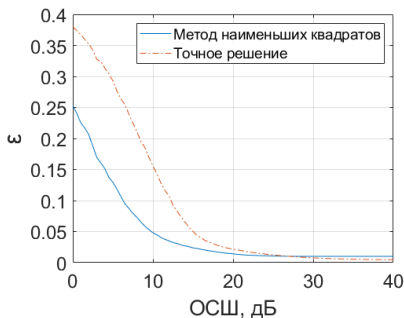


Рис. 3

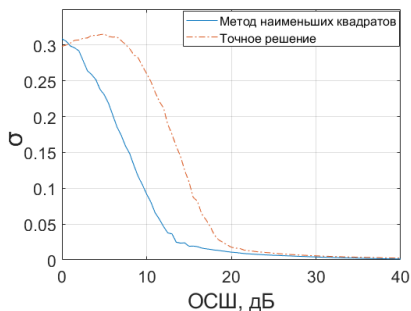


Рис. 4

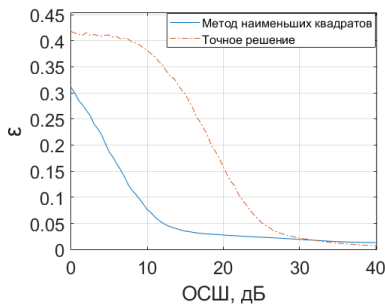


Рис. 5

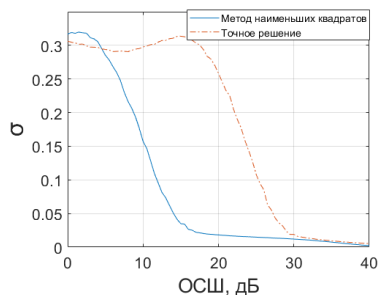


Рис. 6

Из рисунков видно, что метод наименьших квадратов, как и ожидалось, имеет преимущество перед точным решением системы (1) в области ОСШ до 20 дБ и 30 дБ при $\text{sps}=5$ и $\text{sps}=9$ соответственно для ВПСК модуляции. В таблице приведено преимущество в ОСШ (дБ) по уровню $\epsilon=0.1$ метода наименьших квадратов по сравнению с точным решением при различных величинах sps и μ .

Табл.

Величина дробной задержки, μ	Преимущество в ОСШ, дБ			
	$\text{sps}=3$	$\text{sps}=5$	$\text{sps}=7$	$\text{sps}=9$
0,1	0	6	9,5	13,5
0,3	2	9	13,5	16,5
0,5	4,5	11	14,5	17,5

С увеличением ширины символа (sps) преимущество метода наименьших квадратов возрастает. Это связано с тем, что окрестность максимума АКП становится шире, и большее число точек можно использовать для квадратичной аппроксимации.

В данной работе был разработан метод вычисления дробной задержки по пилотной последовательности на основе метода наименьших квадратов, было проведено сравнение его с точным решением, основанным на 3-х точках. Разработанный метод позволяет гораздо точнее оценивать дробную задержку при низких ОСШ, а также имеет хорошую точность оценивания при высоких ОСШ.

- [1] <https://www.ntt-review.jp/archive/ntttechnical.php?contents=ntr201901gls.html>
- [2] Склад Б. // Цифровая Связь. Теоретические основы и практическое применение. 2007. С. 165.
- [3] https://ru.dsplib.org/content/signal_isi/signal_isi.html
- [4] Зверев В.А., Стромков А.А. // Выделение сигналов из помех численными методами. – Нижний Новгород: ИПФ РАН, 2001. С. 155.
- [5] https://ccrma.stanford.edu/~jos/sasp/Quadratic_Interpolation_Spectral_Peaks.html
- [6] http://aco.ifmo.ru/el_books/numerical_methods/lectures/glava4.html

ПРИМЕНЕНИЕ НЕЛИНЕЙНОЙ ПРЕДОБРАБОТКИ НА ОСНОВЕ МЕТОДА СПЕКТРАЛЬНОГО ОЦЕНИВАНИЯ ПИСАРЕНКО В ЗАДАЧЕ ОБНАРУЖЕНИЯ ФМ-СИГНАЛОВ

А.И. Зворыкин, О.А. Морозов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В работе рассматривается задача обнаружения и определения временной задержки заданных (ключевых) последовательностей фазоманипулированных сигналов по короткой выборке в условиях различного вида шумов. Данная задача является одной из распространенных и актуальных задач цифровой обработки данных и оценки параметров сигналов в условиях сильного влияния шумов и априорной неопределенности несущей частоты сигнала. Обнаружение сигналов, оценивание взаимной временной задержки и, в ряде случаев, доплеровского смещения частоты регистрируемых сигналов позволяет решить задачу определения местоположения источника радиоизлучения.

Вычислительно эффективные алгоритмы обработки (обнаружения) сигналов в условиях наличия доплеровского смещения частоты могут быть построены на основе применения различных методов цифровой фильтрации [1, 2]. В работе рассмотрено применение нелинейной цифровой предобработки (фильтрации) сигналов на основе метода спектрального оценивания Писаренко [3]. Отсчеты исходного сигнала при нелинейной обработке заменяются отсчетами функции, зависящей от оценки «текущей частоты» сигнала в скользящем окне данных. В результате для решения задачи обнаружения и оценки взаимного временного сдвига могут применяться традиционные корреляционные методы [4] без компенсации возможного доплеровского сдвига частоты исследуемых сигналов.

В качестве регистрируемых сигналов рассматриваются сигналы вида:

$$x_1(t) = s(t) + n_1(t), \quad (1)$$

$$x_2(t) = s(t + \tau, \Delta f) + n_2(t), \quad (2)$$

где $s(t)$ – исходный фазоманипулированный сигнал, $n(t)$ – помеховый стационарный гауссовский процесс с нулевым средним и известной дисперсией, τ – взаимный временной сдвиг сигналов, Δf – неизвестный частотный сдвиг спектров сигналов.

Алгоритм предварительной обработки сигналов состоит из следующих этапов.

- 1) Выделение текущей последовательности отчетов исходного сигнала скользящим окном фиксированного размера N .
- 2) Вычисление трех отчетов автокорреляционной функции из полученного фрагмента сигнала, построение корреляционной матрицы \mathbf{R} .
- 3) Получение собственных значений и собственных векторов корреляционной матрицы.
- 4) Решение квадратного уравнения с коэффициентами – координатами собственного вектора, соответствующего минимальному собственному значению матрицы \mathbf{R} .
- 5) Определение отсчетов «текущей частоты» сигнала из полученных корней уравнения.

Сформированная по набору отсчетов корреляций теплицева корреляционная матрица \mathbf{R} может быть представлена из отсчетов корреляционной функции в следующем виде:

$$\mathbf{R} = \begin{pmatrix} 1 & a & b \\ a & 1 & a \\ b & a & 1 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где: $a = \frac{r_{xx}[1]}{r_{xx}[0]}$, $b = \frac{r_{xx}[2]}{r_{xx}[0]}$.

Поиск собственных значений и собственных векторов корреляционной матрицы \mathbf{R} может быть произведен аналитически. Так, уравнение на собственные значения

$$-2a^2b + 2a^2 + b^2 + \lambda \cdot (3 - 2a^2 - b^2) - 3\lambda^2 + \lambda^3 - 1 = 0 \quad (4)$$

имеет три действительных корня:

$$\lambda_1 = 1 - b, \quad (5.1)$$

$$\lambda_2 = \frac{1}{2}(-\sqrt{8a^2 + b^2} + b + 2), \quad (5.2)$$

$$\lambda_3 = \frac{1}{2}(\sqrt{8a^2 + b^2} + b + 2). \quad (5.3)$$

Соответствующие собственным значениям собственные векторы имеют следующие координаты:

$$v_1(\lambda_1) = (-1, 0, 1), \quad (6.1)$$

$$v_2(\lambda_2) = \left(1, -\frac{4a^2 - b^2 - b\sqrt{8a^2 + b^2}}{a \cdot (-3b + \sqrt{8a^2 + b^2})}, 1\right), \quad (6.2)$$

$$v_3(\lambda_3) = \left(1, -\frac{4a^2 + b^2 - b\sqrt{8a^2 + b^2}}{a \cdot (3b + \sqrt{8a^2 + b^2})}, 1\right). \quad (6.3)$$

В соответствии с методом спектрального оценивания Писаренко для оценивания частот входного процесса необходимо выбрать собственный вектор корреляционной матрицы из шумового подпространства [3, 5].

Для оценки одной частоты вектором шумового подпространства является вектор $v(\lambda_{\min})$, соответствующий минимальному собственному значению. Элементы (v_1, v_2, v_3) вектора $v(\lambda_{\min})$ являются коэффициентами квадратного уравнения:

$$v_1 z^2 + v_2 z + v_3 = 0. \quad (7)$$

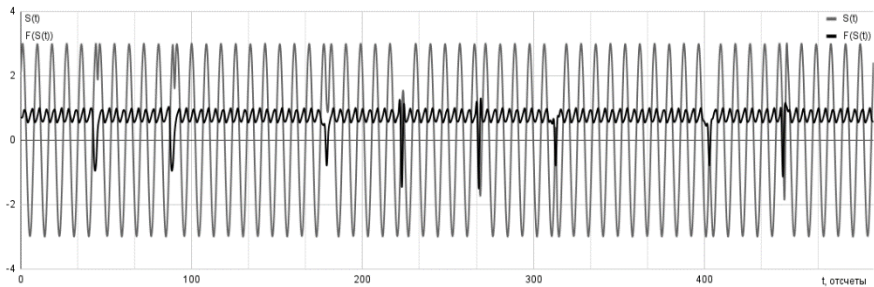


Рис. 1

Корни уравнения (7) определяют оценку текущей частоты сигнала

$$\Delta f = \arctg \left(\frac{\text{Im}[z]}{\text{Re}[z]} \right). \quad (8)$$

На рис. 1 представлены исходный фазоманипулированный сигнал и отклик нелинейного фильтра предварительной обработки. На основе полученных последовательностей «текущей частоты» (8) сигнала вычисляется взаимная корреляционная функция, положение глобального максимума которой соответствует временной задержке сигналов.

Исследование эффективности алгоритма нелинейной предобработки сигналов проводилось при помощи компьютерного моделирования. В качестве информационного сигнала был выбран канал дальности системы спутниковой связи [6]. Используемый тип модуляции – фазовая модуляция ФМ4 (QPSK), скорость передачи данных внутри канала 9600 бит/с. Длина битовой последовательности из 80 символов, определяется информационной составляющей канала дальности. На сигналы накладывался аддитивный белый гауссовский шум.

На рис. 2 представлен график вероятности определения взаимной временной задержки в зависимости от отношения сигнал/шум (ОСШ) исследуемой последовательности. Для сигнала опорного канала (1) ОСШ фиксировано на уровне +10 дБ. Значения ОСШ в сигнале (2) варьировались в диапазоне от минус 5 дБ до 25 дБ, величина доплеровского смещения частоты составляла 2 кГц, размер скользящего окна $N = 5$ отсчетов. Для оценки достоверности временной задержки сигнала применялся следующий критерий: задержка считается правильно определённой, если её значение попадает в доверительный интервал, равный длительности одного символа ФМ-модулированного сигнала. Для получения зависимости вероятности правильного обнаружения P проводилось 500 испытаний при различных фиксированных значениях ОСШ в исследуемом сигнале.

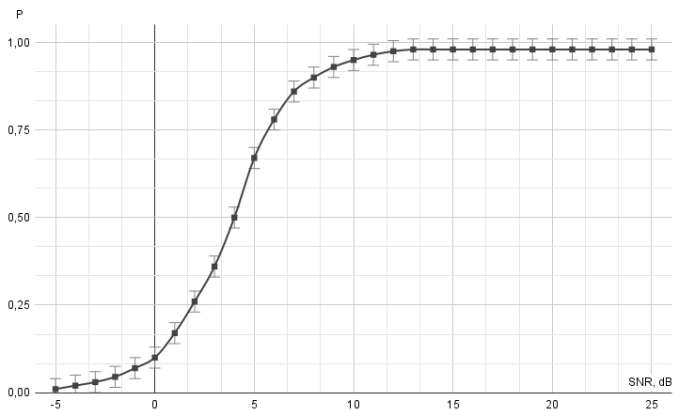


Рис. 2

Как видно из графика (рис 2), вероятность правильного определения взаимной временной задержки выше значения $P = 0.9$ при ОСШ более +6 дБ.

В дальнейшем предполагается исследовать возможность применения представленного метода предварительной нелинейной обработки сигналов совместно с алгоритмом оптимальной линейной винеровской фильтрации в задаче определения временных задержек с учетом доплеровского смещения частоты исследуемых узкополосных сигналов.

- [1] Логинов А.А., Морозов О.А., Солдатов Е.А., Хмелев С.Л. // Известия высших учебных заведений. Радиофизика. 2007. Т. 50, № 3. С. 255-264.
- [2] Логинов А.А., Морозов О.А., Хмелев С.Л. // Известия высших учебных заведений. Радиофизика. 2009. Т. 52, № 5-6. С. 503-510.
- [3] Марпл-мл. С.Л. Цифровой спектральный анализ и его приложения. – М: Мир, 1990, 265 с.
- [4] Гришин Ю.П., Ипатов В.П., Казаринов Ю.М. Радиотехнические системы. – М.: Высшая школа, 1990, 496 с.
- [5] Морозов О.А., Солдатов Е.А., Фидельман В.Р. Определение временной задержки сигналов методом адаптивной цифровой фильтрации // Автметрия 1995. № 2. С. 108-113.
- [6] Hitesh A. Momaya, Varun M. Patel, Vijay I. Patel, Vijay B. Patel. Demand Assigned Multiple Access Subsystem // International Journal for Innovative Research in Science and Technology. 2016. Vol. 2, Issue 9. P. 190.

Секция «Статистическая радиофизика и мобильные системы связи»

Заседание секции проводилось 15 мая 2023 г.
Председатель – А.А. Мальцев, секретарь – О.В. Болховская.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXVII научной конференции по радиофизике

**СЕКЦИЯ
«АКУСТИКА»**

Председатель – С.Н. Гурбатов, секретарь – А.А. Хилько.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ОДИНОЧНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ И ПЕРИОДИЧЕСКИХ ВОЛН В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ С УПРУГОЙ КВАДРАТИЧНО-РАЗНОМОДУЛЬНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

В.Е. Назаров, С.Б. Княшко

ИПФ РАН

Теория нелинейных волновых процессов в однородных идеальных средах с квадратичной нелинейностью развита достаточно подробно. При распространении в таких средах продольных упругих волн вначале происходит укручение их фронта (переднего или заднего), а затем в профиле таких волн образуется неоднозначность или “перехлест”. Вследствие физической нереализуемости “перехлеста” в профиль волны искусственно вводится разрыв – ударный фронт, устраняющий неоднозначность профиля, что приводит к нелинейному поглощению волны, при этом количество движения волны сохраняется, а ее энергия – уменьшается [1, 2]. В последнее время в акустике все большее внимание уделяется изучению нелинейных волновых процессов в микронеоднородных твердых телах, акустическая нелинейность которых является аномально высокой, по сравнению со слабо-нелинейными однородными средами, описываемыми пяти-константной теорией упругости. Высокая нелинейность микронеоднородных сред определяется нелинейными дефектами их структуры: дислокациями, полостями, трещинами, контактами зерен и т.д. Часто уравнения состояния микронеоднородных твердых тел описываются неаналитической (непрерывной, но негладкой и недифференцируемой) функцией. Закономерности распространения и эволюции упругих волн в средах с неаналитической и квадратичной (аналитической) нелинейностями качественно отличаются, что можно использовать для диагностики и неразрушающего контроля микронеоднородных сред. Этому также способствует и то, что нелинейные акустические свойства таких сред являются более чувствительными к наличию в них дефектов, чем линейные. К средам с неаналитической нелинейностью относятся, так называемые, разномодульные (или бимодульные) среды; они характеризуются различными модулями упругости при растяжении и сжатии. Разномодульными свойствами обладает довольно широкий класс сред: некоторые полимеры, композиционные и конструкционные материалы и грунты, а также твердые тела, содержащие трещины, так что изучение нелинейных волновых процессов в таких средах представляет научный и практический интерес. Научный интерес связан с выявлением закономерностей волновых процессов в средах с неаналитической нелинейностью, а практический – с созданием эффективных методов диагностики их структуры.

Для реальных разномодульных сред при малых продольных напряжениях σ и деформациях ε зависимость $\sigma = \sigma(\varepsilon)$ должна быть гладкой, без излома. Такое свойство разномодульных сред описывает следующее уравнение состояния с квадратично-разномодульной нелинейностью:

$$\sigma(\varepsilon) = E \left(\varepsilon - \frac{\gamma_1 \varepsilon^2}{2(1 + \gamma_0 |\varepsilon|)} \right), \quad (1)$$

где E – модуль упругости, γ_1 и γ_0 – параметры нелинейности, $|\gamma_1 \varepsilon| \ll 1$, $|\varepsilon| \ll 1$, $\frac{|\gamma_1 \varepsilon|}{1 + \gamma_0 |\varepsilon|} \ll 1$, $\frac{\gamma_1}{\gamma_0} \ll 1$, $\gamma_0 \geq 0$. При $\gamma_0 |\varepsilon| \ll 1$ из (1) получаем уравнение с квадратичной нелинейностью, как в пятиконстантной теории упругости, а при $\gamma_0 |\varepsilon| \gg 1$ – с разномодульной: $\sigma(\varepsilon) \cong E(\varepsilon - \gamma |\varepsilon|)$, где $\gamma = \gamma_1 / 2\gamma_0$. Для сред, описываемых уравнением состояния (1), нелинейный режим распространения имеет место как для разнополярных волн, так и для однополярных возмущений.

В работе проводится исследование распространения упругих одиночных однополярных импульсных возмущений и разнополярных периодических волн в средах с квадратично-разномодульной нелинейностью.

Подставляя уравнение состояния (1) в уравнение движения $\rho U_{tt} = \sigma_x(\varepsilon)$, и переходя к сопровождающей системе координат $\tau = t - x/C_0$, $x' = x \geq 0$, получим одноволновое уравнение для простых волн деформации $\varepsilon(x, \tau) = U_x(x, \tau)$:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = -\frac{1}{4C_0} \frac{\partial}{\partial \tau} \left(\frac{\gamma_1 \varepsilon^2}{1 + \gamma_0 |\varepsilon|} \right), \quad (2)$$

где U – смещение, ρ – плотность, $C_0 = (E/\rho)^{1/2}$.

Приведем волновое уравнение (3) к безразмерному виду:

$$\frac{\partial e}{\partial z} = -\frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{e^2}{1 + a|e|} \right), \quad (3)$$

где $e = \varepsilon/\varepsilon_0$, $\theta = \omega\tau$, $z = \gamma_1 \varepsilon_0 \omega x / 4C_0$, $a = \gamma_0 \varepsilon_0 \geq 0$, ε_0 и ω – характерные амплитуда и частота волн. Для определенности будем полагать, что $\gamma_1 > 0$.

Рассмотрим распространение одиночного однополярного возмущения. Граничное условие зададим в следующем виде:

$$e(0, \theta) = 2 \cdot \begin{cases} \theta, & 0 \leq \theta \leq 1/2; \\ 1 - \theta, & 1/2 \leq \theta \leq 1, \end{cases} \quad (4)$$

где $\theta = \tau/T$, T – длительность возмущения. Точное решение уравнения (3) с граничным условием (4) записывается в неявной форме:

$$e(z, \theta) = 2 \cdot \begin{cases} \theta - \frac{e(z, \theta)[2 + ae(z, \theta)]}{4[1 + ae(z, \theta)]^2}, & 0 \leq \theta \leq \theta_m; \\ 1 - \theta + \frac{e(z, \theta)[2 + ae(z, \theta)]}{4[1 + ae(z, \theta)]^2}, & \theta_m \leq \theta \leq 1, \end{cases} \quad (5)$$

где $e(z, \theta) = \varepsilon(z, \theta)/\varepsilon_0$, $a = \gamma_0 \varepsilon_0$, $z = y\varepsilon_0$, $y = \gamma_1 x / C_0 T$.

Эволюция возмущения (5) при $a = 3$ показана на рис. 1. При $z \leq 1$ его передний фронт [$e_\theta(z, \theta) > 0$] становится “вогнутым”, а задний [$e_\theta(z, \theta) < 0$] – “выпуклым”, при этом амплитуда и длительность возмущения остаются равными 1, а координата его вершины определяется выражением: $\theta_m(z) = \frac{1}{2} + \frac{(2+a)z}{4(1+a)^2}$. При $z = 1$ задний фронт возмущения (в точке $e = 0$, $\theta = 0$) становится бесконечно крутым, а далее (при $1 < z \leq z^* = (1 + a)^2$)

в профиле возмущения образуется физически нереализуемая неоднозначность – “перехлест”, который, как и в квадратичной среде, устраняется введением в точке $\theta^*(z) = 1 + (\sqrt{z} - 1)^2/4a$ разрыва, определяемого из условия “равенства площадей”:

$$S(z) = \int_0^{\theta^*(z)} e(z, \theta) d\theta = \frac{1}{2}. \quad (6)$$

Амплитуда этого разрыва равна $e^*(z) = (\sqrt{z} - 1)/a$.

После образования разрыва (при $1 < z \leq z^* = (1 + a)^2$) амплитуда $e_m(z)$ возмущения также равна 1, а его длительность $\theta^*(z) = 1 + (\sqrt{z} - 1)^2/4a$ – растет с ростом z .

При $z > z^* = (1 + a)^2$ форма возмущения, его амплитуда $e_m(z) = e^*(z)$ и длительность $\theta^*(z)$ определяются выражениями:

$$e(z, \theta) = 2 \cdot \begin{cases} \theta - \frac{e(z, \theta)[2 + ae(z, \theta)]}{4[1 + ae(z, \theta)]^2}, & 0 \leq \theta \leq \theta^*; \\ 0, & \theta \leq 0, \theta > \theta^*, \end{cases} \quad (7)$$

$$e_m^2 \left[1 + \frac{z}{(1 + ae_m)^2} \right] = 2, \quad \theta^*(z) = \frac{e_m}{2} + \frac{z - 1}{4a} e_m^2.$$

При $z \gg 1, ae_m \ll 1$ получаем: $e_m(z) = \sqrt{2/z}, \theta^*(z) = \sqrt{z/2}$.

Рассмотрим теперь распространение разнополярной периодической пилообразной волны. Поскольку искажения периодической волны на каждом ее периоде одинаковы, то будем рассматривать только один ее период. Граничное условие для одного периода такой волны зададим в виде:

$$e(0, \theta) = 2 \cdot \begin{cases} \theta, & -1/2 \leq \theta \leq 1/2; \\ 1 - \theta, & 1/2 \leq \theta \leq 3/2, \end{cases} \quad (8)$$

где $\theta = \tau/T, T$ – период волны.

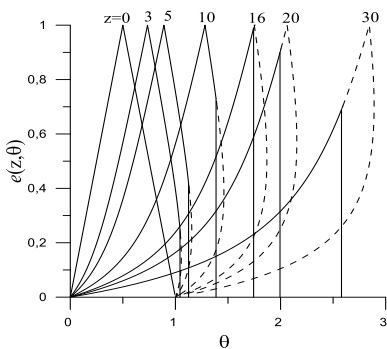


Рис. 1

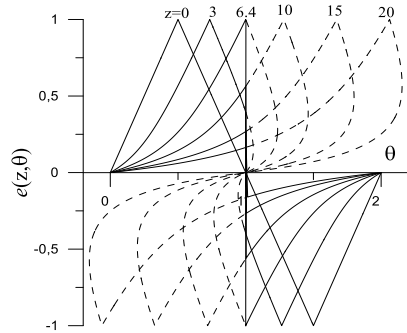


Рис. 2

Точное решение уравнения (2) с граничным условием (8) имеет следующий вид:

$$e(z, \theta) = 2 \cdot \begin{cases} \theta - \frac{e(z, \theta)[2 + ae(z, \theta)]}{4[1 + ae(z, \theta)]^2}, & \theta_m^- - 2 \leq \theta \leq \theta_m^+; \\ 1 - \theta + \frac{e(z, \theta)[2 + ae(z, \theta)]}{4[1 + ae(z, \theta)]^2}, & \theta_m^+ \leq \theta \leq \theta_m^-, \end{cases} \quad (9)$$

где $e(z, \theta) = \varepsilon(z, \theta)/\varepsilon_0$, $a = \gamma_0 \varepsilon_0$, $z = y\varepsilon_0$, $y = \gamma_1 x/C_0 T$, $\theta_m^\pm(z)$ – координаты “вершин” волны, $\theta_m^+(z) = \frac{1}{z} + \frac{(z+a)z}{4(1+a)^2}$, $\theta_m^-(z) = \frac{3}{2} - \frac{(z+a)z}{4(1+a)^2}$.

В отличие от однополярного импульса, длительность которого при распространении изменяется, период разнополярной периодической волны (9) задается граничным условием (8) и остается постоянным: $\theta_0 = 2$. Эволюция периодической волны (9) при $a = 3$ показана на Рис.2. Здесь также, как и для одиночного однополярного возмущения, при $z \leq 1$ передний фронт [$e_\theta(z, \theta) > 0$] периодической волны становится “выпуклым”, а задний [$e_\theta(z, \theta) < 0$] – “выпуклым”, при этом амплитуда и длительность положительной и отрицательной части волны остаются равными 1. При $z = 1$ фронт волны $e_\theta(z, \theta) < 0$ (в точке $e = 0$, $\theta = 0$) становится бесконечно крутым, а далее, при $1 < z \leq z^* = (1+a)^2$, в профиле волны образуется “перехлест”, который устраняется введением в точке $\theta^*(z) = 1$ разрыва, определяемого из условия “равенства площадей”. Амплитуда разрыва равна $e^*(z) = \frac{z-4+\sqrt{z(z+8)}}{4a}$, где $z \leq \frac{2(1+a)^2}{2+a}$. После образования разрыва (при $z \leq \frac{2(1+a)^2}{2+a}$) амплитуда волны e_m также равна 1, при этом $\theta^*(z) = 1$.

При $z > \frac{2(1+a)^2}{2+a}$ форма волны и ее амплитуда $e_m(z) = e^*(z)$ определяются выражениями:

$$e(z, \theta) = 2 \cdot \begin{cases} \theta - \frac{e(z, \theta)[2 + ae(z, \theta)]}{4[1 + ae(z, \theta)]^2}, & 0 \leq \theta \leq 1; \\ 1 - \theta + \frac{e(z, \theta)[2 + ae(z, \theta)]}{4[1 + ae(z, \theta)]^2}, & 1 \leq \theta \leq 2, \end{cases} \quad (10)$$

$$\frac{e_m}{2} + \frac{z}{4a} \left[1 - \frac{1}{(1+ae_m)^2} \right] = 1.$$

При $z \gg 1$, $ae_m \ll 1$ и из (10) находим: $e_m(z) = 2/z$.

Полученные результаты представляют интерес для развития теории нелинейных волновых процессов в средах с неаналитической нелинейностью; они также могут быть использованы для создания нелинейных методов акустической диагностики структурно-неоднородных сред и конструкционных материалов. В дальнейшем интересно будет рассмотреть нелинейные волны в таких средах с учетом диссипации, дисперсии и релаксации.

Работа выполнена в рамках Госзадания ИПФ РАН по темам № FFUF-2021-0009 и №0030-2022-0005.

- [1] Зарембо Л.К., Красильников М.А. Введение в нелинейную акустику. – М.: Наука, 1966, 520 с.
[2] Руденко О.В., Солюян С.И. Теоретические основы нелинейной акустики. – М.: Наука, 1975, 288 с.

ЭФФЕКТЫ АМПЛИТУДНО-ЗАВИСИМОГО ВНУТРЕННЕГО ТРЕНИЯ В РЕЗОНАТОРЕ ИЗ МАГНЕЗИТА

В.Е. Назаров¹⁾, А.Б. Колпаков²⁾

¹⁾ ИИФ РАН

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В работе приводятся результаты экспериментальных и теоретических исследований эффектов амплитудно-зависимого внутреннего трения (АЗВТ), возникающих при резонансном возбуждении сильной и слабой продольных упругих волн в стержневом резонаторе, изготовленном из поликристаллической горной породы – магнезита. [Магнезит – минерал MgC из класса карбонатов группы кальцита. Содержит MgO (~48%), CO_2 (~52%) и изоморфные примеси (Fe , Mn , Ca). Плотность магнезита составляет 3 г/см^3 .] Схема эксперимента приведена на рис. 1. В эксперименте использовался стержень 1 квадратного сечения со стороной $1,6 \text{ см}$ и длиной $L = 39 \text{ см}$. К его нижнему торцу приклеивался пьезокерамический излучатель 2 –

для возбуждения сильной волны накачки. Другая сторона излучателя 2 приклеивалась к массивной металлической нагрузке 3, к которой также приклеивался излучатель 4 – для возбуждения слабой сигнальной волны. К верхнему, свободному торцу стержня, приклеивались акселерометры 5 и 6 – для приёма колебаний, возбуждаемых излучателями 2 и 4. Такой стержень является акустическим резонатором с почти жёсткой и мягкой границами. Собственные частоты первых продольных мод резонатора определяются выражением: $F_p \cong (2p - 1)C_0/4L$, C_0 – фазовая скорость низкочастотной (НЧ) продольной волны в стержне, p – номер продольной моды, $p = 1, 2, 3, \dots$ В работе изучались эффекты АЗВТ возникающие: 1) при возбуждении резонатора на частоте его первой или третьей продольной моды ($p = 1$ или $p = 3$), и 2) при возбуждении сильной низкочастотной или высокочастотной (ВЧ) волны накачки ($p = 1$ или $p = 3$) и слабой ВЧ или НЧ сигнальной волны ($q = 3$ или $q = 1$).

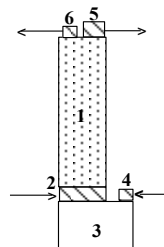


Рис. 1

В первой серии экспериментов, при помощи излучателя 2 в стержне 1 возбуждались акустические колебания на частоте F , близкой к частоте F_p ($p = 1$ или $p = 3$) и измерялись зависимости нелинейных сдвигов резонансных частот $F_{nl,p}(\varepsilon_m) = F - F_p < 0$ и коэффициентов затухания $\mu_{nl,p}(\varepsilon_m)$ от амплитуды деформации ε_m стержня (в резонансе). Резонансные частоты F_p и добротности Q_p для первых трёх мод составляли: $F_1 \cong 3600 \text{ Гц}$, $F_2 \cong 10500 \text{ Гц}$, $F_3 \cong 17200 \text{ Гц}$, и $Q_1 \cong 171$, $Q_2 \cong 178$, $Q_3 \cong 169$. Скорость продольной волны в стержне из магнезита $C_0 \cong 5,6 \cdot 10^5 \text{ см/с}$.

На рис. 2 приведены зависимости амплитуды деформации ε_m (в резонансе) от амплитуды электрического гармонического напряжения V на излучателе накачки при $p = 1$ и $p = 3$. Из рис. 2 следует, что при малых амплитудах возбуждения, при $\varepsilon_m < 10^{-7}$, зависимости $\varepsilon_m = \varepsilon_m(V)$ линейны, а далее, при $\varepsilon_m > 10^{-7}$, они становятся нелинейными, что свидетельствует о наличии нелинейных потерь.

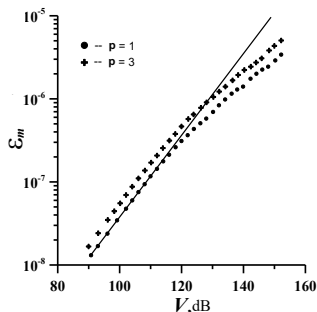


Рис. 2

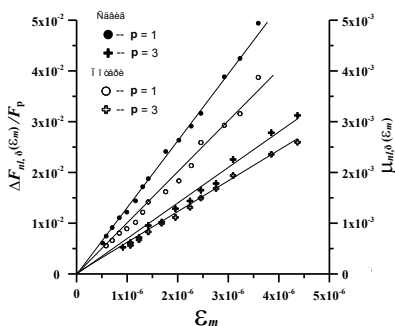


Рис. 3

На рис. 3 представлены зависимости относительных нелинейных сдвигов резонансных частот $F_{nl,p}(\varepsilon_m)/F_p$ и коэффициентов нелинейного затухания $\mu_{nl,p}(\varepsilon_m)$ от ε_m . Из рис. 3 видно, что $F_{nl,p}(\varepsilon_m)/F_p \propto \varepsilon_m$ и $\mu_{nl,p}(\varepsilon_m) \propto \varepsilon_m$, что свидетельствует о проявлении в магнетите гистерезисной нелинейности. Из рис. 3 также видно, что при $\varepsilon_m = const$ значения $F_{nl,p}(\varepsilon_m)/F_p$ и $\mu_{nl,p}(\varepsilon_m)$ заметно уменьшаются с ростом частоты возбуждения резонатора. Это свидетельствует об уменьшении гистерезисной нелинейности магнетита при увеличении частоты акустической волны.

Во второй серии, одновременно с волной накачки на частоте F_p ($p = 1$ или $p = 3$), излучателем 4 возбуждалась слабая сигнальная волна на частоте F_q ($q = 3$ или $q = 1$). Добротности Q_q для первых трёх мод составляли: $Q_1 \cong 53$, $Q_2 \cong 98$, $Q_3 \cong 132$. Здесь измерялись аналогичные зависимости нелинейных сдвигов резонансных частот $F_{nl,p,q}(\varepsilon_m) = F - F_q < 0$ и коэффициентов $\mu_{nl,p,q}(\varepsilon_m)$ (рис. 4, рис. 5). Из рис. 4 видно, что относительная амплитуда слабой сигнальной волны $e(\varepsilon_m) = a_w(\varepsilon_m)/a_w(\varepsilon_m = 0)$ зависит от амплитуды и частоты сильной волны накачки. Из рис. 5 следует, что относительный сдвиг резонансной частоты $F_{nl,p,q}(\varepsilon_m)/F_q \propto \varepsilon_m$, $\mu_{nl,p,q}(\varepsilon_m) \propto \varepsilon_m$. Эти результаты также свидетельствуют о гистерезисной нелинейности магнетита, уменьшающейся с увеличением частоты акустической волны.

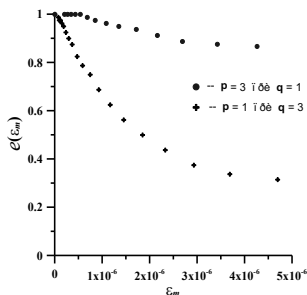


Рис. 4

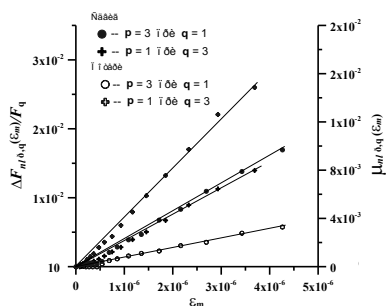


Рис. 5

Аналитическое описание эффектов АЗВТ в резонаторе из магнетита проводилось в рамках уравнения состояния $\sigma(\varepsilon) = E[\varepsilon - f(\varepsilon)] + \alpha\rho\dot{\varepsilon}$, содержащего гистерезис, аналогичный дислокационному гистерезису Гранато-Люкке [1-3]:

$$f(\varepsilon) = \frac{1}{2} \begin{cases} \gamma_1 \varepsilon^2, (\varepsilon > 0, \dot{\varepsilon} > 0), \\ (\gamma_1 + \gamma_2)\varepsilon_m \varepsilon - \gamma_2 \varepsilon^2; (\varepsilon > 0, \dot{\varepsilon} < 0), \\ -\gamma_3 \varepsilon^2, (\varepsilon < 0, \dot{\varepsilon} < 0), \\ (\gamma_3 + \gamma_4)\varepsilon_m \varepsilon + \gamma_4 \varepsilon^2, (\varepsilon < 0, \dot{\varepsilon} > 0), \end{cases} \quad (1)$$

где σ , ε , $\dot{\varepsilon}$ – продольные напряжение, деформация и скорость деформации, E – модуль Юнга, $f(\varepsilon)$ – гистерезисная функция, $|f'(\varepsilon)| \ll 1$, α – коэффициент линейной диссипации, ρ – плотность, γ_{1-4} – параметры нелинейности, $\gamma_{1,3} + \gamma_{2,4} \geq 0$, ε_m – амплитуда деформации.

Уравнение состояния, вместе с уравнением движения $\rho W_{tt} = \sigma_x(\varepsilon, \dot{\varepsilon})$ [4-6], где $W = W(x, t)$ – смещение, $\varepsilon = W_x$, и граничными условиями на торцах резонатора:

$W(x = 0, t) = A_0 \sin(\Omega_s t + \theta) + A_w \sin \Omega_w t$, $W_x(x = L, t) = 0$, где $A_0 \gg A_w$, Ω_s и Ω_w – частота сильной и слабой волн, $\Omega_s = \Omega_p + \delta_p$, $\Omega_w = \Omega_q + \delta_q$, $\Omega_{s,w} = 2\pi F_{s,w}$, $\theta = \text{const}$, определяют резонансную кривую резонатора и эффекты АЗВТ – нелинейные потери и сдвиг резонансной частоты.

В первой серии измерений резонансная кривая для волны накачки определяется выражением:

$$\varepsilon_m = \frac{A_0 \Omega_p / L}{\left[(\delta_p + \delta_{nl,p}(\varepsilon_m))^2 + (\mu_p + \mu_{nl,p}(\varepsilon_m))^2 \Omega_p^2 \right]^{1/2}}, \quad (2)$$

где нелинейные сдвиг резонансной частоты $\delta_{nl,p}(\varepsilon_m) = 2\pi \Delta F_{nl,p}(\varepsilon_m)$ и потери $\mu_{nl,p}(\varepsilon_m)$ зависят от параметров γ_{1-4} , $\delta_p = \Omega - \Omega_p$, $|\delta_p| \ll \Omega_p/p$, $\mu_p = 1/Q_p$:

$$\begin{aligned} \mu_{nl,p}(\varepsilon_m) &= a\varepsilon_m, & F_{nl,p}(\varepsilon_m)/F_p &= -b\varepsilon_m, \\ a &= 2(\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_3 + \gamma_4)/9\pi^2 > 0, \\ b &= (\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_3 + \gamma_4)/6\pi + 4(\gamma_1 - \gamma_2 + \gamma_3 - \gamma_4)/9\pi^2. \end{aligned} \quad (3)$$

Во второй серии измерений резонансная кривая для сигнальной волны имеет вид:

$$\varepsilon_w(\varepsilon_m) = \frac{A_w \Omega_q / L}{\left[(\delta_q + \delta_{nl,p,q}(\varepsilon_m))^2 + (\mu_q + \mu_{nl,p,q}(\varepsilon_m))^2 \Omega_q^2 \right]^{1/2}} \quad (4)$$

где нелинейные потери $\mu_{nl,p,q}(\varepsilon_m)$ и сдвиг резонансной частоты $\delta_{nl,p,q}(\varepsilon_m)$ определяются следующими выражениями:

$$\begin{aligned} \mu_{nl,p,q}(\varepsilon_m) &= D(p, q)c\varepsilon_m, & \delta_{nl,p,q}(\varepsilon_m)/\Omega_q &= -D(p, q)d\varepsilon_m, \\ c &= (\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_3 + \gamma_4)/6\pi > 0, \\ d &= (\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_3 + \gamma_4)/4 + 2(\gamma_1 - \gamma_2 + \gamma_3 - \gamma_4)/3\pi. \end{aligned} \quad (5)$$

$$D(p, q) = \left(\frac{1}{\pi}\right) \left(1 + \frac{2(p-q) \cos \left[\frac{\pi(2q-1)}{2p-1} \right]}{(2q-1) \left[1 - \frac{4(2q-1)^2}{(2p-1)^2} \right]} \right) > 0,$$

$$D(p=1, q=3) = 0,32, \quad D(p=3, q=1) = 1,5.$$

Из сравнения экспериментальных результатов первой (Рис. 3) и второй (Рис. 5) серий измерений с выражениями (3) и (5), находим соответственно коэффициенты a , b , и c , d , значения которых приведены в таблице.

Таблица

Первая серия измерений			Вторая серия измерений		
F_p , кГц	3,6 ($p=1$)	17,2 ($p=3$)	F_p , кГц	3,6 ($p=1$)	17,2 ($p=3$)
			F_q , кГц	17,2 ($q=3$)	3,6 ($q=1$)
$\frac{a}{b}$	$\frac{1,2 \cdot 10^4}{1,3 \cdot 10^4}$	$\frac{0,6 \cdot 10^4}{0,7 \cdot 10^4}$	$\frac{c}{d}$	$\frac{0,1 \cdot 10^4}{1,2 \cdot 10^4}$	$\frac{0,1 \cdot 10^3}{2,7 \cdot 10^3}$

Из таблицы следует, что с ростом частот F_p и F_q , значения эффективных параметров гистерезисной нелинейности магнетита заметно уменьшается, что, по-видимому, связано с проявлением релаксационных свойств его нелинейных дефектов – дислокаций.

Работа выполнена в рамках Госзадания ИПФ РАН по теме № FFUF-2021-0009.

- [1] Granato A., Lucke K. // J. Appl. Phys. 1956. Vol. 27, № 5. P.583.
 [2] Warren P. Mason (Ed.) Physical Acoustics and Methods, Academ. Press, – New York, London, 1966, 406 p
 [3] Asano S. // J. Phys. Soc. Jap. 1970. Vol. 29, № 4. P. 952.
 [4] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. – М.: Наука, 1965, 204 с.
 [5] Зарембо Л.К., Красильников В.А. Введение в нелинейную акустику. – М.: Наука, 1966, 520 с.
 [6] Зарембо Л.К., Красильников В.А. // УФН. 1970. Т. 102, № 4. 549 с.

РАЗМЕЩЕНИЕ ВЕРТИКАЛЬНОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ В КАНАЛЕ МЕЛКОГО МОРЯ КАК ФАКТОР ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ

М.С. Лабутина, А.В. Смирнов

ИПФ РАН

Введение

Как известно при дальнем распространении многомодовых сигналов в подводных звуковых каналах на эффективность работы вертикальной линейной приемной антенной решетки (АР) влияет огромное число физических факторов: параметры канала, характеристики источников полезного сигнала и помех/естественных шумов океана, выбранных методов обработки входных сигналов, и, конечно, параметры приемной системы. В частности, к таким параметрам можно отнести геометрию антенны, а именно – размещение её элементов в толще канала (число элементов, межэлементное расстояние и точка закрепления). Предполагая, что полезный сигнал и фоновый шум среды на входе АР формируются определенным набором мод звукового поля в канале мелком море [1], и считая, что их модовый спектр интенсивности при достаточно долгом наблюдении сохраняется, правильно определенное расположение антенны в канале может повысить ее эффективность. Так, изменение положения элементов сильно влияет на прием мод, способность антенны к выделению моды, разделение модовых спектров полезного сигнала и шума/помехи [2]. Иными словами, двигая элементы вертикальной АР в канале, изменяется степень ортогональности принимаемой -ой моды с настроенной на антенне j -ой моды. Этот эффект начинает особенно сильно влиять на эффективность работы АР в случае изначально разделенных модовых спектров сигнала и шума. Таким образом, данная работа посвящена анализу влияния размещения вертикальной АР в канале мелкого моря (типичные размеры таких каналов сопоставимы с размерами антенн), при заданном ОСШ на ее входе, на эффективность методов пространственной обработки (включая оптимальный).

Постановка задачи

В качестве критерия эффективности пространственной обработки мы выбираем величину коэффициента усиления (выигрыша) антенной решетки по величине отношения сигнал/шум. Выигрыш АР G стандартно определяется нами как отношение величин выходного и входного ОСШ. Эта величина в наибольшей степени характеризует эффективность многоэлементной АР (при заданном весовом векторе) как пространственного фильтра в сравнении с ее одиночным элементом. В работе анализируется эффективность трех методов обработки сигнала: согласованная модовая фильтрация G_m , оптимальные линейная G_1 и квадратичная G_2 обработки [3-6].

Для повышения контрастности результатов достигаемых выигрышей между разными случаями размещения АР мы рассматриваем прием слабого низкомодового сигнала от удаленного источника на фоне мощных естественных высокомодовых шумов мелкого моря (на примере модели Купермана-Ингенито [7]). Таким образом, мы получаем дополнительные выигрыши за счет низкого значения ОСШ на входе АР (-30 дБ), и из-за разделения сигнала и шума в модовом спектре.

В качестве модели мелкого моря выбрано Баренцево море в летний и зимний сезоны. Это обусловлено: 1) наличием экспериментального летнего профиля скорости звука [6]; 2) потенциальной возможностью разместить реальную АР в любом месте канала. В качестве опорной модели АР была выбрана эквидистантная антенна из 12-ти элементов с расстоянием между ними $d = \lambda/2$, где $\lambda = 6.1$ м – длина волны при рабочей частоте $f = 240$ Гц, а число распространяющихся мод $M = 28$.

Для демонстрации работы антенны как модового фильтра в условиях дальнего распространения сигнала весовой вектор можно разложить по модам волновода $\mathbf{w} = \mathbf{U}\mathbf{f}$, где \mathbf{U} – матрица модовой структуры поля на входе АР, где i -ый столбец отвечает распределению i -ой моды в точках закрепления элементов АР в канале, \mathbf{f} – вектор, определяющий модовый спектр весового вектора. Тогда отношение сигнал-шум на выходе АР в случае действительной матрицы \mathbf{U} примет вид [2]:

$$SNR_{array} = \frac{\mathbf{f}^T \mathbf{Q} \mathbf{M}_S \mathbf{Q} \mathbf{f}}{\mathbf{f}^T \mathbf{Q} \mathbf{f} + \mathbf{f}^T \mathbf{Q} \mathbf{M}_N \mathbf{Q} \mathbf{f}},$$

где \mathbf{M}_S , \mathbf{M}_N – матрицы межмодовых корреляций сигнала и модового шума соответственно; $\mathbf{Q} = \mathbf{U}\mathbf{U}^T$ – матрица разрешения модовой структуры, представляющая собой с

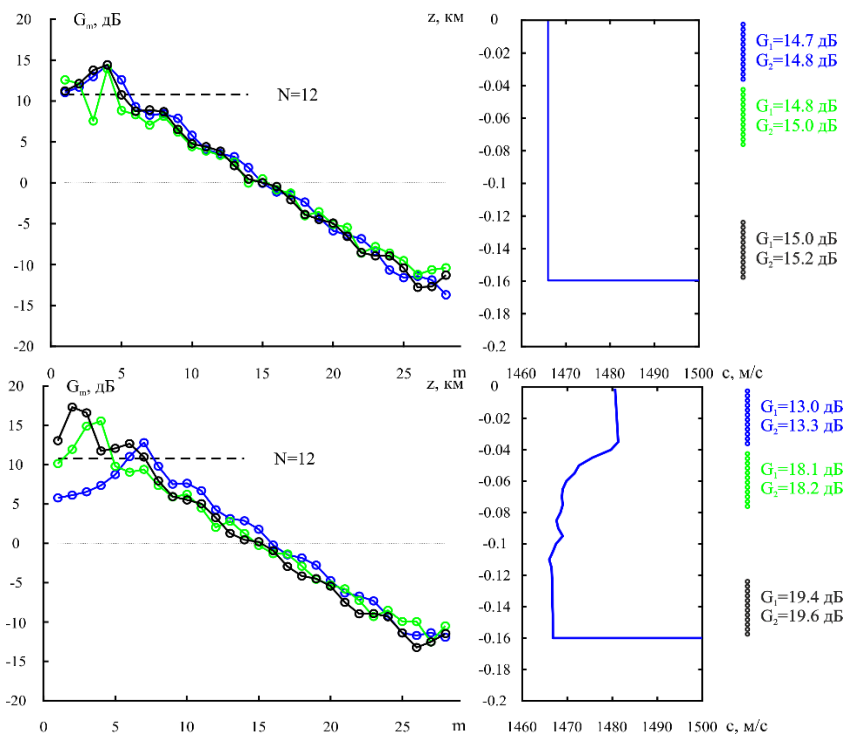


Рис. 1

математической точки зрения матрицу ортогональности, каждый элемент которой (Q_{ij}) есть скалярное произведение i -ой моды принимаемого сигнала и j -ой моды весового вектора АР; индекс «Т» – знак транспонирования. В предельном случае, когда АР перекрывает весь волновод с оптимальным межэлементным расстоянием матрица \mathbf{Q} становится диагональной, что позволяет разделить моды сигнала от мод шума.

Результаты и обсуждение

На рис. 1 проиллюстрирована зависимость выигрыша при модовой фильтрации опорной АР от ее расположения в глубине канала для (i) зимнего (сверху) и (ii) летнего (снизу) каналов соответственно. Видно, что перемещение АР как целого приводит к смещению максимума G_m из-за изменения ортогональных свойств мод. Во-первых, увеличение G_m связано с хорошей ортогональностью сигнальной моды с шумовыми модами. Во-вторых, дополнительный выигрыш возможен из-за слабой ортогональности группы сигнальных мод между собой. В летнем канале, в отличие от зимнего, размещение АР существенно влияет на достигаемую величину оптимальных выигрышей – их разница при размещении АР у поверхности и у дна составляет ~6 дБ.

На рис. 2 показано влияние межэлементного расстояния ($d = \lambda/2, \lambda, 2\lambda$) на выигрыш G_m для канала в летний сезон при условии размещения АР у поверхности. Показано, что «разреженная» АР имеет низкую эффективность из-за слабой ортогональности сигнальных и шумовых мод. При умеренном же увеличении ее размера и, как следствие, частичного перекрытия оси канала волновода, в котором наиболее плотно локализованы сигнальные моды, увеличиваются и коэффициенты усиления (~4дБ). Эти «точечные» выборки приводят нас к вопросу о поиске оптимального размера АР. Отметим, что определение оптимального положения является вариационной многопараметрической задачей, и вероятно не имеет единственного «правильного» решения. Поиск оптимального размера межэлементного расстояния в данном контексте ограничен числом элементов, точкой закрепления и определением максимального значения выигрыша.

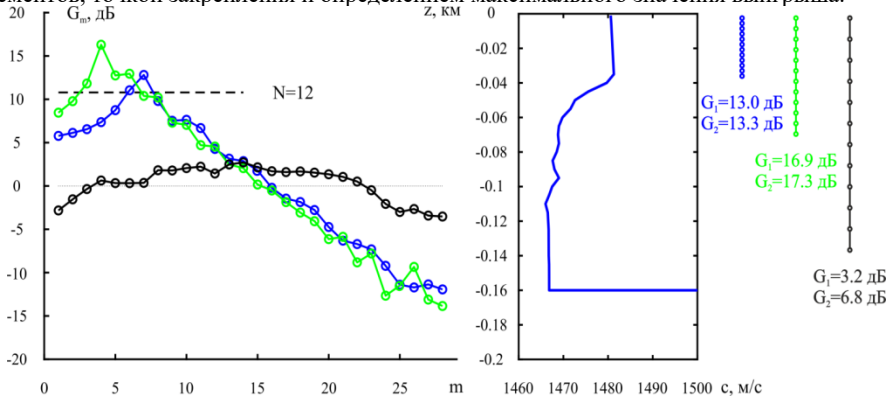


Рис. 2

На рис. 3 представлены зависимости коэффициентов усиления от межэлементного расстояния для канала с летней гидрологией при размещении АР у поверхности (слева)

и у дна (справа). Отметим, что для метода модовой фильтрации для каждого значения d представлено значение G_m рассчитано для моды с наибольшим выигрышем. Мы определяем эффективное межэлементное расстояние при спаде выигрыша G_2 на 3 дБ. Заметим, что оптимальное межэлементное расстояние варьируется в пределах длины волны: от $0.2 \div 1.4\lambda$ при размещении АР у поверхности и от $0.7 \div 1.6\lambda$ – у дна. Различие диапазонов обусловлено относительным расположением АР и оси канала, а широкий диапазон с заданным разделением сигнальных и шумовых мод. Оба эффекта по своей сути – это стремление АР охватить сигнальные моды в канале. Следовательно, в канале мелкого моря при заданном сигнальном и шумовом модовых спектрах, можно определить область оптимального расположения элементов АР (по критерию максимума коэффициента усиления).

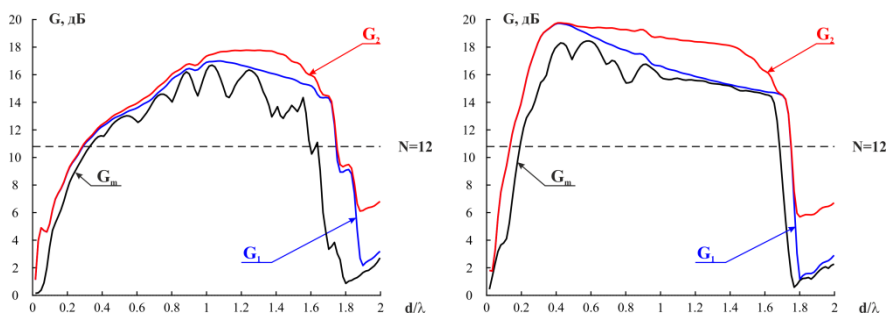


Рис. 3

Таким образом, в работе показано существенное влияние геометрического фактора АР (положения ее элементов) на антенный выигрыш для методов обработки сигналов в многомодовом волноводе. При известном и достаточно устойчивом модовом составе шумов можно априори оценить помехозащищенность различных мод, определить группу мод с высокими модовыми ОСШ и под нее подобрать оптимальное расположение АР – для достижения максимального выигрыша АР. Оценка диапазона оптимального межэлементного расстояния позволяет подобрать эффективное круглодичное размещение АР в канале мелкого моря. Метод модовой фильтрации может оцениваться, как квазиоптимальный метод при корректном выборе моды.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант № 20-19-00383).

- [1] Кацнельсон Б.Г., Петников В.Г. Акустика мелкого моря – М.: Наука, 1997, с. 189.
- [2] Labutina M.S., Malekhanov A.I., Smirnov A.V. // Physics of Wave Phenomena. 2016. Vol. 24, № 2. P. 161.
- [3] Малеханов А.И., Таланов В.И. // Акуст. журн. 1990. Т. 36. С. 891.
- [4] Smirnov A.V., Malekhanov A.I., Labutina M.S. // Proc. Meet. Acoust. (POMA). 2021. Vol. 44. 055005.
- [5] Малеханов А.И., Смирнов А.В. // В кн.: Сборник трудов XXXIV Сессии РАО. 14-18 февраля 2022 – М.: ГЕОС, 2022, с. 245.
- [6] Малеханов А.И., Смирнов А.В. // Акуст. журн. 2023. Т. 69, № 5 (в печати).
- [7] Kuperman W.A., Ingenito F. // J. Acoust. Soc. Am. 1980. Vol. 67. № 6. P. 1988.

ЗАТУХАНИЕ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН В ПРИСУТСТВИИ ФРАГМЕНТИРОВАННОГО ЛЬДА. НАТУРНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Г.Е. Хазанов^{1, 2)}, С.А. Ермаков^{1, 2, 3)}, В.А. Доброхотов^{1, 2)},
Г.В. Лещев^{1, 2)}, А.В. Купаев¹⁾

¹⁾ ИИФ РАН

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

³⁾ ФГБОУ ВО «ВГУВТ»

Как известно, морской лед на начальном этапе своего формирования в прикромочной зоне может существовать в разных формах, таких, как ледяное сало, снежура, блинчатый лед [1, 2]. Перечисленные выше начальные формы льда (НФЛ) приводят к затуханию волн на морской поверхности и, соответственно, влияют на интенсивность микроволнового рассеяния на морской поверхности, что усложняет идентификацию участков поверхности, покрытых НФЛ и находящихся в области между сплоченным льдом и открытой водой. Данная работа нацелена на анализ распространения волн в присутствии НФЛ для дальнейшей разработки физических моделей затухания волн. В работе представлены описание и результаты специальных натурных экспериментов по исследованию затухания ветровых волн различной длины в присутствии имитаторов льдин, а также приведены результаты численного моделирования затухания гравитационных волн и дано сравнение с результатами экспериментов. Дана интерпретация наличия локального максимума коэффициента затухания как функции отношения размера льдины к длине волны, как результат резонансного при близких частотах волн и собственных частотах колебания тела.

Эксперименты проводились в южной части Горьковского водохранилища. Скорость ветра в экспериментах составляла 6 – 7 м/с, ветровые волны в различных сериях эксперимента варьировались по амплитуде и длине. Фрагментированный ледяной покров имитировался деревянными пластинами. Схематичное изображение имитаторов льдин, закрепленных на капроновой сетке, показано на рис. 1. Амплитуды волн в экспериментах были достаточно малыми и деревянные пластины практически не сталкивались друг с другом, что позволяет пренебречь влиянием столкновений на волнение. Измерения волн проводились при помощи 4-х миниатюрных акселерометров, установленных на “ледяном поле”. Ветровое волнение характеризуется достаточно широким частотным спектром, поэтому в эксперименте достигались различные соотношения длины волны к размеру “льдин”. На основе анализа записей акселерометров, установленных в начале и в конце “ледяной” структуры, строились усредненные частотные спектры колебаний имитаторов и рассчитывались коэффициенты затухания спектральных компонент волнения. Подробное описание натурального эксперимента приведено в статье [3].

Для численного моделирования затухания волн на льдинах использовалась версия 2.2.1 программного обеспечения с открытым исходным кодом «OpenFOAM». Основными уравнениями, используемыми для численного моделирования, являлись уравнения RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes) несжимаемой ньютоновской жидкости.

$$\rho \left[\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + (\mathbf{U}\nabla)\mathbf{U} \right] = -\nabla p + \nabla \boldsymbol{\tau} + \rho \mathbf{g} + \mathbf{f}_a \quad (1)$$

где ρ – плотность жидкости, \mathbf{U} – скорость, p – давление, \mathbf{g} – ускорение свободного падения. Поверхностное натяжение моделируется как непрерывное поверхностное усилие (НПУ) и \mathbf{f}_a означает поверхностную силу на единицу массы. $\boldsymbol{\tau}$ представляет собой сумму вязких и турбулентных напряжений. Последние, добавляю в систему уравнений дополнительные неизвестные, это требует дополнительных уравнений, для замыкания системы. В данной работе используется модель k-epsilon замыкания, формулирующая дополнительные уравнения для скорости турбулентной диссипации и турбулентной кинетической энергии.

$$v_t = c_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \nabla * (Uk) - \nabla * (D_k \nabla k) = G - \frac{2}{3} k (\nabla * U) - \varepsilon, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \nabla * (U\varepsilon) - \nabla * (D_\varepsilon \nabla \varepsilon) = c_1 G \frac{\varepsilon}{k} - \frac{2}{3} c_1 \varepsilon (\nabla * U) - c_2 \frac{\varepsilon^2}{k}. \quad (4)$$

Стандартные коэффициенты для модели: $D_k = \nu + v_t/\sigma_k$, $D_\varepsilon = \nu + v_t/\sigma_\varepsilon$, $c_\mu = 0.09$, $c_1 = 1.44$, $c_2 = 1.92$, $\sigma_k = 1.0$, $\sigma_\varepsilon = 1.3$. Выбор коэффициентов происходит из большой серии проверочных симуляций сдвиговых течений.

Для отслеживания высоты свободной поверхности использовался метод конечных объемов («VOF»). Этот метод определяет долю жидкости, которая существует в каждой ячейке. Уравнение для объемной доли имеет вид:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla * (\alpha U) = 0 \quad (5)$$

где α – объемная доля воды в ячейке, изменяющаяся от 0 до 1 (ячейка полностью заполнена водой или воздухом соответственно). Значение 0.5 соответствует границе раздела.

Продольное сечение вычислительной области показано на рис. 1, где G_1 и G_2 – численные волновые датчики, используемые для регистрации высоты свободной поверхности во времени.

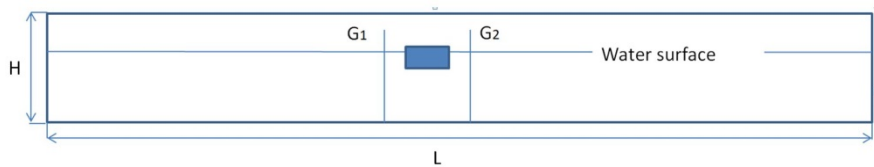


Рис. 1

Здесь $H = 0,4$ м, $L = 10$ м – размеры вычислительной области. Соотношения горизонтального и вертикального размеров льдины подбирались такими же, как и в натуральных экспериментах. Из этих соображений: $l = 0,8$ м, $h = 0,08$ м. Длина волны варьировалась в различных симуляциях, при этом крутизна волны $ka \approx 0.08$ оставалась постоянной. Тело выступало над поверхностью воды на десятую часть своего размера. На правой границе обеспечивалось поглощение поверхностных волн для предотвращения отражения. Тело двигалось с тремя степенями свободы, отвечающим колебаниям по горизонтальной и вертикальной оси, а также вращению относительно оси, перпендикулярной плоскости рисунка. Условия развития волн подбирались таким образом, чтобы избежать столкновения льдин, так же, как и в натурном эксперименте. Получая данные от численных волновых датчиков G_1 и G_2 , можно определить коэффициент затухания ГКВ при прохождении ледяной структуры по описанной выше методике. Результаты численного моделирования с одной и двумя «льдинами» представлены на рис. 2.

Сравним результаты натурального эксперимента и численного моделирования. На рис. 2 показана зависимость коэффициента затухания от отношения размера льдины к длине волны, сравнение результатов натурального эксперимента и численного моделирования. Можно видеть, что значения коэффициента затухания в натуральных экспериментах несколько меньше, чем в численных, что может быть связано с закреплением деревянных пластин в эксперименте и ограничением их ускорения в поле волны и, соответственно, с уменьшением их присоединенной массы. Тем не менее, характер частотной зависимости коэффициента затухания, а именно, наличие локального максимума, одинаков и в эксперименте, и в численном моделировании. Это согласуется также и с результатами наших лабораторных экспериментов [4].

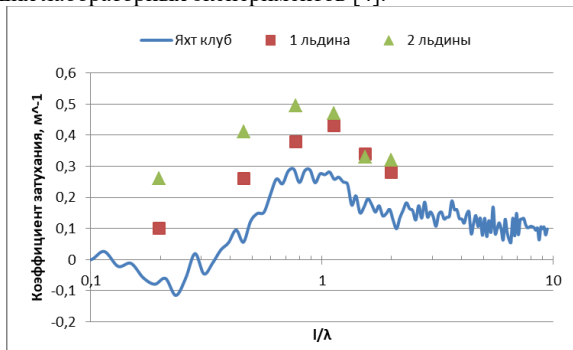


Рис. 2

Также мы можем зафиксировать каждую из степеней свободы плавающего тела, позволив ему колебаться, например, только вертикально. По результатам симуляций, в которых фиксировалась каждая из трех степеней свободы колебания тела, получены зависимости коэффициента затухания от отношения размера тела к длине волны. Результаты последних численных симуляций показаны на рис. 3.

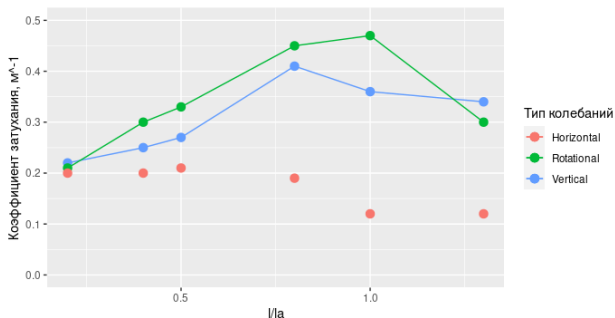


Рис. 3

Можно видеть, что горизонтальные колебания вносят малый вклад в коэффициент затухания. В то же время, как чисто вертикальные, так и чисто вращательные колебания имеют локальный максимум коэффициента затухания, при этом максимумы смещены друг относительно друга. Частота волны, при которой достигается максимум, близка к частоте собственных колебаний тела по двум степеням свободы. Собственные частоты вертикальных и вращательных колебаний близки друг к другу, однако частота вертикальных колебаний чуть выше. Это позволяет нам сделать вывод о возможном резонансном взаимодействии волны с телом при близости частоты волны к частотам собственных колебаний тела, а также о том, что это резонансное взаимодействие обуславливает наличие максимума коэффициента затухания как функции отношения размера тела к длине волны.

Работа выполнена в рамках Госзадания ИПФ РАН FFUF-2021-0006 (численное моделирование) и Госзадания ННГУ №0729-2020-0037 (методика и данные волновых измерений).

- [1] Johannessen O.M. et al. Arctic Technology and Policy. Proceedings of the Second Annual MIT Sea Grant Conference. 1984. P. 133.
- [2] Prinsenberg S.J., Peterson I.K., Annals of Glaciology. 2011. Vol. 52, No. 57. P. 35.
- [3] Хазанов Г.Е., и др. Современные Проблемы Дистанционного Зондирования Земли из Космоса. 2023. Т. 20, № 1. С. 229.
- [4] Ermakov S.A. et al. Proc. SPIE 11529. Remote Sensing of the Ocean, Sea Ice, Coastal Waters, and Large Water Regions. 2020. P. 1152909. doi:10.1117/12.2574082.

ЗАТУХАНИЕ ГРАВИТАЦИОННО-КАПИЛЛЯРНЫХ ВОЛН НА ПОВЕРХНОСТИ ВОДЫ С ПОЛИЭТИЛЕНОВОЙ ПЛЕНКОЙ

В.А. Доброхотов, С.А. Ермаков, И.А. Сергиевская

ИПФ РАН

Введение

Загрязнение океана пластиковым мусором является актуальной и глобальной проблемой в настоящее время [1]. Кроме того, материалы из пластмассы могут применяться в качестве гибких пластин или мембран, располагаемых на поверхности моря, являясь эффективным инструментом для ослабления волн, приближающихся к берегу [2].

Одной из разновидностей пластика, широко встречающегося в бытовой и технической эксплуатации, и, следовательно, в областях загрязнений, являются полиэтиленовые пленки. Между собой пленки могут отличаться по материалу, из которого они изготавливаются, плотности, геометрическим характеристикам (толщине), упругим свойствам. Все они могут оказывать влияние на распространение волн на поверхности воды, в особенности на распространение капиллярных и гравитационно-капиллярных волн (ГКВ).

Целью данной работы является изучение затухания ГКВ при прохождении областей воды, покрытых полиэтиленовой пленкой.

В данной работе были проведены лабораторные исследования затухания гравитационно-капиллярных волн для трех типов полиэтиленовых пленок, характеризующихся главным образом толщиной: стрейч-пленка (20 мкм), толстая пленка (200 мкм), пузырьковая пленка (2 мм). Были оценены коэффициенты затухания на пленках, коэффициенты отражения.

Эксперимент

Эксперименты проводились в овальном ветро-волновом бассейне Института прикладной физики РАН. В начале прямого участка бассейна для генерации вынужденных поверхностных волн с заданной частотой был установлен механический волнопродуктор, который позволял генерировать волны с частотами 3.5 Гц, 4 Гц и 4.5 Гц и малыми амплитудами, крутизна волн была порядка 0.1 – 0.15. На расстоянии порядка 90 см от волнопродуктора размещался сплошной кусок пленки одного из трех типов с заданной длиной. По обе стороны от пленки для измерения амплитуд проходящих цугов волн устанавливались струнные волнографы. Схема установки представлена на рис. 1.

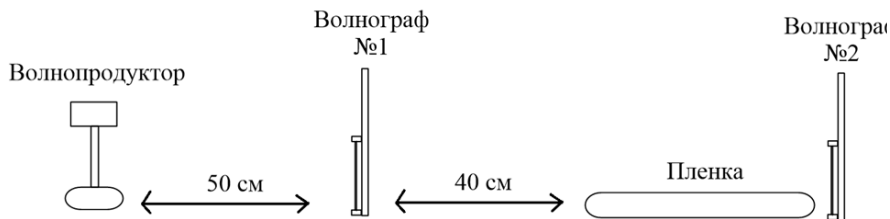


Рис. 1

В ходе проведения лабораторных экспериментов, были получены данные о прохождении цугов волн, представленные на рис. 2 и рис. 3. Средняя амплитуда цуга по данным первого волнографа – $A_{пад}$, Средняя амплитуда цуга на втором волнографе, сразу после пленки – $A_{прош}$. Измерения проводились для пленок с шириной 30 см и длинами в диапазоне от 5 см до 80 см. Пунктирными линиями обозначены расчетные данные для модели затухания на абсолютно нерастяжимой пленке без изгибных напряжений, подробнее о которой будет указано далее.

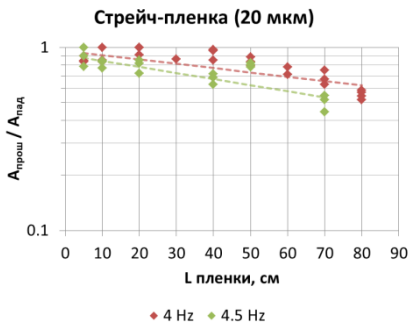


Рис. 2

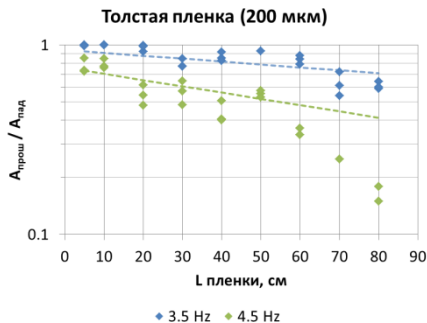


Рис. 3

Анализ полученных данных

Затухание ГКВ на тонкой полиэтиленовой пленке можно описывать как затухание на абсолютно нерастяжимой пленке с упругостью $E = \infty$ [3], при этом не создающей изгибных напряжений. Затухание волны вне пленки можно описывать как затухание на чистой поверхности с временным декрементом $2\nu k^2$, где ν – вязкость воды, k – волновое число, а затухание на абсолютно нерастяжимой пленке с коэффициентом затухания

$\sqrt{\frac{\nu\omega k^2}{8}}$, где ω – частота волны. Отражение от ближней и дальней границ пленки характеризуется коэффициентами $K_{отр} = \frac{A_{отр}}{A_{пад}}$ и $K_{отр}^* = \frac{A_{отр}^*}{A_{пад}^*}$, соответственно, где $A_{отр}$, $A_{пад}$

- амплитуды волны, отраженной и падающей на ближнюю границу пленки, $A_{отр}^*$, $A_{пад}^*$ - амплитуды волны, отраженной и падающей на дальнюю границу пленки.

Тогда относительная амплитуда волны на абсолютно нерастяжимой пленке с длиной L и находящейся на расстоянии H следующее:

$$\frac{A_{прош}}{A_{пад}} = e^{-2vk^2H/v_{гр}} * (1 - K_{отр})(1 - K_{отр}^*) * e^{-\sqrt{\frac{v\omega k^2}{8}} \frac{L}{v_{гр}}}. \quad (1)$$

Коэффициент затухания DC экспериментально и теоретически рассчитывается соответственно как

$$DC_{эксп} = \frac{\ln\left(\frac{A_{прош}}{A_{пад} * (1 - K_{отр})(1 - K_{отр}^*)}\right) * \frac{v_{гр}}{L}}{2vk^2}, \quad (2)$$

$$DC_{теор} = \sqrt{\frac{v\omega k^2}{8}} = \sqrt{\frac{\omega}{32vk^2}}. \quad (3)$$

В табл. 1 представлены экспериментальные и теоретические коэффициенты затухания, полученные для трех видов пленки и трех частот поверхностных гравитационно-капиллярных волн.

Табл. 1

	Стрейч-пленка			Толстая пленка (200 мкм)			Пузырчатая пленка		
	Коэффициент затухания		Отражение, %	Коэффициент затухания		Отражение, %	Коэффициент затухания		Отражение, %
	Эксперимент	Теория		Эксперимент	Теория		Эксперимент	Теория	
3.5 Гц	x	17	x	20	17	15	32	17	20
4 Гц	16	14	5	21	14	18	25	14	26
4.5 Гц	15	12	7	18	12	24	x	12	x

Согласно табл. 1, экспериментальные и теоретические коэффициенты затухания близки для очень тонкой полиэтиленовой пленки (стрейч-пленки). При увеличении толщины пленки разница между ними увеличивается.

Стрейч-пленку можно рассматривать как абсолютно нерастяжимую упругую пленку. Толстая пленка и пузырчатая пленки, возможно, плохо описываются такой моделью, что требует дополнительного поправки на сопротивление изгиба пленки.

Выводы

Проведены лабораторные исследования по изучению затухания поверхностных гравитационно-капиллярных волн при прохождении областей, покрытых полиэтиленовыми пленками. Полученные экспериментальные данные были сопоставлены с расчетными данными для затухания на абсолютно нерастяжимой пленке ($E = \infty$).

Установлено, что тонкие пленки, такие как стрейч-пленка, могут быть описаны моделью затухания на бесконечно упругой пленке с нулевыми изгибными напряжениями.

Для более толстой пленки (с толщиной 200 мкм и больше) данная модель требует внесения дополнительных поправок на сопротивление изгиба пленки.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ в рамках проекта РФФ 23-17-00167.

[1] Sun Y. et al. // Sci Rep. 2023. Vol. 13. P. 1978.

[2] Shugan I. et al. // Journal of Marine Science and Engineering. 2020. Vol. 8. P. 571.

[3] Ермаков С.А. Влияние пленок на динамику гравитационно-капиллярных волн – Нижний Новгород: ИПФ РАН, 2013.

О ВОССТАНОВЛЕНИИ АЭРОДИНАМИЧЕСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ И ТУРБУЛЕНТНОГО НАПРЯЖЕНИЯ В ТРОПИЧЕСКИХ ЦИКЛОНАХ НА ОСНОВЕ СОВМЕЩЕННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ С РАДИОМЕТРА SFMR И GPS-ЗОНДОВ NOAA

О.С. Ермакова, Е.И. Поплавский, Н.С. Русаков, Д.А. Сергеев, Ю.И. Троицкая

ИИФ РАН

Процессы передачи импульса от атмосферы к океану описываемые с помощью турбулентного ветрового напряжения τ играют важную роль в общем обмене в системе океан-атмосфера, при этом величина τ входит во все погодно-климатические модели. Турбулентное напряжение традиционно выражается с помощью скорости ветра на высоте 10 м U_{10} через коэффициент аэродинамического сопротивления C_D по балк-формуле $\tau = \rho_a C_D U_{10}^2$. В то же время величина так называемой скорости трения ветра определяется как $u_*^2 = \tau / \rho_a$. Обычно напрямую измеряется именно скорость ветра U_{10} , а величина турбулентного напряжения восстанавливается по балк-формуле. Известно, что в условиях тропических циклонов (ТЦ) неопределенность при определении коэффициента аэродинамического сопротивления C_D , входящего в балк-формулу, очень велика (колеблется в пределах от $1,5 \times 10^{-3}$ до $4,5 \times 10^{-3}$ [1]). Хотя отчасти эта большая изменчивость наблюдаемого C_D , вероятно, связана с трудностями измерения в условиях экстремально сильного ветра, также предполагается, что коэффициент аэродинамического сопротивления зависит от других факторов помимо U_{10} , таких как, например, состояние морской поверхности. Современный подход, для восстановления динамических характеристик приводного ветра, базируется на использовании инструментов дистанционного зондирования в связи с их всепогодностью, высоким разрешением и широким охватом исследуемых акваторий. В частности, широко используются методы пассивного зондирования, основанные на применении микроволновых радиометров. Специальные миссии, цель которых состоит в измерении характеристик приводного атмосферного слоя, в тропических циклонах Атлантического бассейна, используют ступенчатый микроволновой радиометр SFMR (Stepped Frequency Microwave Radiometer) Национального управления океанических и атмосферных исследований Отдела исследований ураганов (NOAA / HRD). SFMR измеряет яркостную температуру T_B поверхности океана и атмосферы на шести каналах С-диапазона 4,55, 5,06, 5,64, 6,34, 6,96, 7,22 ГГц. При наблюдении в надир яркостная температура моря (и излучательная способность морской поверхности) обычно увеличивается по мере покрытия поверхности пеной, возникающей из-за обрушения волн [2] и увеличения ее шероховатости, определяемой турбулентным поверхностным напряжением. Поскольку увеличение пены коррелирует со скоростью приземного ветра, T_B увеличивается со скоростью приземного ветра U_{10} . В С-диапазоне микроволновые частоты далеки от полос поглощения водяного пара (22 ГГц) и полос поглощения кислорода (60 ГГц), поэтому в этом диапазоне атмосфера становится относительно прозрачной [3]. Кроме того, поглощение облаками незначительно на частотах ниже 10 ГГц [4]. В то же время крупные дождевые капли, которые характерны для тропических осадков, заметно поглощают излучение на частотах С-диапазона при интенсивности дождя, превышающей 3 мм/ч [5]. Осадки обычно приводят к увеличению наблюдаемого T_B . В отличие от зависимости T_B от U_{10} ,

которая слабо зависит от используемых микроволновых частот, T_B (или коэффициент поглощения дождя) гораздо сильнее зависит от частоты в присутствии дождя. Таким образом, необходимы множественные наблюдения T_B на близко расположенных частотах, чтобы определить скорость ветра в таких условиях. В данной работе проводится совмещение данных падающих GPS-зондов, измеряющих профили скорости ветра в ураганах с измерениями с SFMR для зависимостей, связывающих излучательную способность с касательным турбулентным напряжением и коэффициентом сопротивления.

В предыдущих исследованиях нами был предложен подход к определению скорости ветра на высоте 10 м, а также скорости трения и коэффициента аэродинамического сопротивления по данным GPS-дропзондов, исключая прямые измерения ветра на высоте 10 м, характеризующихся высоким уровнем погрешностей [6], который мы применили также и в настоящем исследовании. В данной работе рассмотрено 20 ТЦ 4-й и 5-й категорий для сезонов ураганов 2001–2017 гг. в Атлантическом бассейне. Использован общепринятый подход, обычно применяемый в технической гидродинамике для турбулентных пограничных слоев в аэродинамических трубах, в рамках которого осредненные по турбулентным пульсациям профили скоростей ветра предполагаются автомодельными и состоят из логарифмической части и следной части, характеризующей адаптацией воздушного потока к невозмущенной части [6]. Восстановление скорости ветра на высоте 10 м, скорости трения ветра и коэффициента аэродинамического сопротивления выполняется по следной части, для которой не сказывается влияние деформации профиля за счет волнового потока и меньше технических погрешностей. Для статистического осреднения для каждого отдельного ТЦ были сконструированы группы из ряда профилей ветра, отобранных примерно на одинаковом расстоянии от центра каждого ТЦ в течение одних суток. Профили, демонстрирующие сходное качественное и количественное поведение, были объединены в 3 условных набора данных: соответствующий глазу урагана, стене ТЦ (скорость ветра на 10 м превышала 15 м/с) и области внешнего вихря (скорость ветра на 10 м была менее 15 м/с). Для дальнейшего анализа использовался второй набор.

Для разработки подхода восстановления параметров пограничного слоя по следной части автомодельных профилей скорости использовалась аппроксимация автомодельных профилей скорости, наблюдаемых в ветровом канале или над плоской пластиной [6]:

$$U_{max} - U(z) = \begin{cases} u_* \left(\left(-\frac{1}{\kappa} \right) \ln \left(\frac{z}{\delta} \right) + \gamma \right); & \frac{z}{\delta} < 0.3 \\ \beta u_* (1 - z/\delta)^2; & \frac{z}{\delta} > 0.3. \end{cases} \quad (1)$$

Параметры U_{max} , u_* , δ получены с помощью аппроксимации следной части профилей с помощью параболической зависимости:

$$U(z) = p_3 + p_2 z + p_1 z^2 \\ \beta u_* = -\frac{p_2^2}{4p_1}; \quad \delta = -\frac{p_2}{2p_1}; \quad U_{max} = p_3 + \beta u_* \quad (2)$$

Профили скорости можно выразить в автомоделных переменных $(U_{max} - U(z))/\beta u_*$, $\frac{z}{\delta}$ в результате все обезразмеренные на эти переменные профили в силу их автомоделности легли на одну кривую, аппроксимируя которую предложенной зависимостью (1), можно получить значения коэффициентов γ и β , а далее с учетом (2) определить величину u_* и соответственно коэффициент аэродинамического сопротивления:

$$C_D = (u_*/U_{10})^2 = \kappa^2 / \left(\frac{\kappa U_{max}}{u_*} - \gamma \kappa + \ln(H_{10}/\delta) \right)^2. \quad (3)$$

Следующим этапом исследования было построение алгоритма восстановления параметров пограничного слоя атмосферы по данным об излучательной способности поверхности океана за счет совмещения данных GPS-зондов и SFMR. Было получено значение излучательной способности SFMR, соответствующее координатам GPS-зондов, которое далее усреднялось по выбранным группам GPS-зондов. Величины скорости ветра, скорости трения ветра и коэффициента аэродинамического сопротивления рассчитывались по данным GPS-зондов по предложенной выше методике и сравнивались с радиометрическими данными. Полученный набор данных показан маленькими символами на рис. 1–3. Для построения зависимостей U_{10} , u_* и C_D от E_w данные, показанные маленькими символами, были усреднены внутри бинов (см. большие символы на рис. 1–3); количество бинов равнялось 10 и выбиралось из условия, что бины должны содержать достаточное количество точек для усреднения – порядка 10 штук. Полученные зависимости имеют следующий вид (см. сплошные кривые на рис. 1–3):

$$U_{10} = \begin{cases} 85 E_w^{\frac{1}{3}}, & 0.0068 \leq E_w \leq 0.055, \\ 223 E_w^{\frac{2}{3}}, & 0.055 < E_w \leq 0.1286 \end{cases}$$

$$u_* = \begin{cases} 6.68 E_w^{\frac{1}{2}}, & 0.0068 \leq E_w \leq 0.055, \\ 1.56, & 0.055 < E_w \leq 0.1286 \end{cases} \quad (4)$$

$$C_D = \begin{cases} 0.0062 E_w^{\frac{1}{3}}, & 0.0068 \leq E_w \leq 0.055, \\ 4.89 \cdot 10^{-5} E_w^{-4/3}, & 0.055 < E_w \leq 0.1286. \end{cases}$$

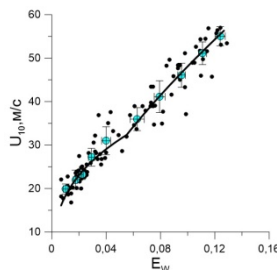


Рис. 1

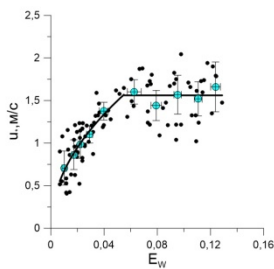


Рис. 2

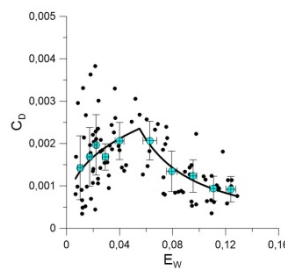


Рис. 3

Зависимости скорости приземного ветра, скорости трения ветра и коэффициента аэродинамического сопротивления поверхности океана от излучательной способности поверхности океана, полученные с GPS-зондов с использованием описанного выше алгоритма, представлены на рис. 1–3. Видно, что предложенный алгоритм действителен для восстановления скорости трения ветра только для скоростей ветра, не превышающих 32 м/с, из-за наблюдаемого в доверительных интервалах эффекта насыщения. Следует отметить, что полученный эффект насыщения нуждается в дальнейшей проверке на большем количестве данных, поэтому нельзя исключить слабую зависимость скорости трения от коэффициента излучения. Следует отметить, что, несмотря на то, что набор данных, использованный для получения зависимостей (4), включал измерения внутри ураганов 4-й и 5-й категорий, на значительном удалении от центров анализируемых ураганов, малые и умеренные скорости ветра характерные для ураганов более низких категорий, также наблюдались (нижняя граница анализируемых скоростей 15 м/с). В связи с этим предложенный алгоритм может быть использован и для оценки параметров ураганов более низких категорий.

Разработанный алгоритм восстановления динамических параметров является важным этапом на пути к конструированию так называемой геофизической модельной функции, связывающей обозначенные параметры пограничного слоя атмосферы с PCA данными со спутника Sentinel-1, полученными на перекрестной поляризации.

Работа Ермаковой О.С. поддержана в рамках госзадания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации № 0030-2022-0005.

- [1] Powell M. D., Vickery P.J., Reinhold T.A. // Nature . 2003. Vol. 422. P. 279.
- [2] Rosenkranz P.W., Staelin D.H. // J. Geophys. Res. 1972. Vol. 77. P. 6528.
- [3] Smith E.K. // Radio Sci. 1982. Vol. 17. P. 1455.
- [4] Tsang L., Kong J. A., Njoku E., Staelin D.H. Waters J.W. // IEEE Trans. Antennas Propag. 1977. Vol. 25. P. 650.
- [5] Olsen R., Rogers D.V., and Hodge D.B. // IEEE Trans. Antennas Propag. 1978. Vol. 26. P. 318.
- [6] Ermakova O., Sergeev D., Rusakov N., Poplavsky E., Balandina G., Troitskaya Yu. // IEEE J. Sel. Top. Appl. Earth Obs. Remote Sens. 2020. Vol. 13. P. 1.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПРОДОЛЬНО-ИЗГИБНОГО ГИДРОАКУСТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ В МОРСКИХ УСЛОВИЯХ

А.А. Антонов¹⁾, А.И. Хилько^{1, 2)}, К.А. Сидоров^{1, 2)}, И.А. Капустин^{1, 2)}

¹⁾ ИИФ РАН

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В работе приводится анализ результатов экспериментального измерения параметров продольно-изгибного гидроакустического излучателя в лабораторных условиях и в условиях Горьковского водохранилища.

Для работы с излучателями необходимо точно знать их параметры. При выполнении таких измерений в условии бассейна возникает ряд проблем, связанных с конечными размерами бассейна. Для устранения влияния стенок бассейна, обычно, проводится испытание в морских условиях. В настоящей работе представлены методы и условия измерений, как в бассейне, так и в условиях мелкого моря

Измерение в бассейне

В качестве предварительного этапа проводилась оценка частотной характеристики в условиях лабораторного бассейна. Этот этап позволял так же позволяющего проверить работоспособность излучателя и его герметичность. Испытания проводились на базе гидроакустического бассейна отделения геофизических исследований ИИФ РАН (размеры бассейна ШхДхГ: 3.6х5.3х2.4м).

Излучатель и приемник были погружены в бассейн на глубину 1 м, излучатель располагался на удалении 0.6 м от борта бассейна. Гидрофон – на расстоянии 2.25м от борта бассейна (расстояние между излучателем и гидрофоном 1.65 м). В качестве тестового сигнала использовался ЛЧМ импульс длительностью 10 секунд. Перестройка частоты осуществлялась в полосе 50-1250 Гц.

Результаты измерения в бассейне

На рисунке 1 представлен полученный при измерении в бассейне спектр сигнала

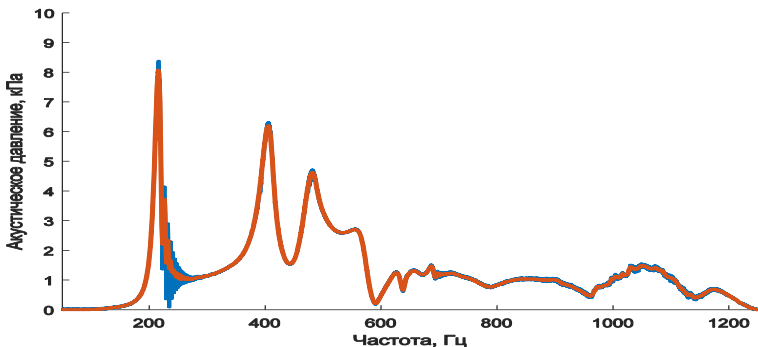


Рис. 1

Самый большой резонанс излучателя сформирован в интервале частот 210-220 Гц. В нашем случае измеренная собственная частота резонанса корпуса (215.6 Гц) близка к собственному поперечному резонансу гидроакустического бассейна (208 Гц) что не позволяет принимать полученные при измерении данные как достоверно характеризующие мощность излучателя.

Развиваемый уровень акустического давления на частоте 215.6 Гц соответствует акустической мощности 605 Вт, что выше, чем мощность на выходе усилителя (577 Вт, это соответствует КПД 104.9 %).

Как видно из полученных данных, формируются еще 2 выраженных пика на частотах 403 Гц и 481 Гц. Согласно оценкам, эти пики соответствуют собственным резонансным частотам бассейна (0,3,0) и (4,1,0).

На частотах более 600 Гц, как показывает сравнение с последующими измерениями на открытой воде, неоднородность спектральной характеристики так же вызвана влиянием стенок и поверхности бассейна.

Измерение в морских условиях

Морские испытания выполнялись в течение одних суток, 14 сентября 2022 года. Измерения проводились в акватории горьковского водохранилища, в районе 56°39'38.1"N 43°21'51.5"E. Эксперименты осуществлялись с использованием НИС «Геофизик».

Характеристики излучателя измерялись при излучении ЛЧМ акустических импульсов. При этом оценивались резонансная частота, полоса излучения и акустическая мощность. Прием сигнала осуществлялся гидрофоном, закрепленным вблизи излучателя на выносе длиной 1м с помощью виброразвязки.

На рисунке 2 приведена спектральная характеристика принимаемого гидрофоном сигнала (на глубине 16м)

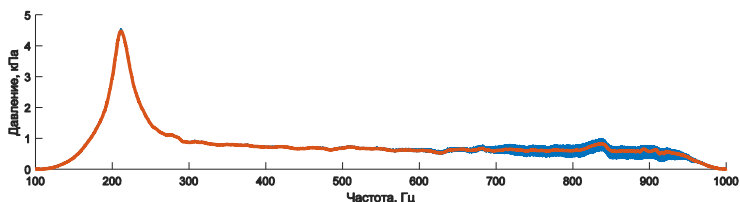


Рис. 2

На рисунках 3 и 4 представлены зависимость давления, создаваемого излучателем на резонансной частоте от глубины погружения излучателя и зависимость резонансной частоты излучателя от глубины погружения излучателя соответственно. На рисунке 5 представлена зависимость ширины резонансного пика от глубины погружения излучателя.

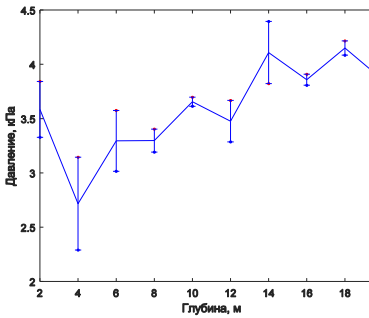


Рис. 3

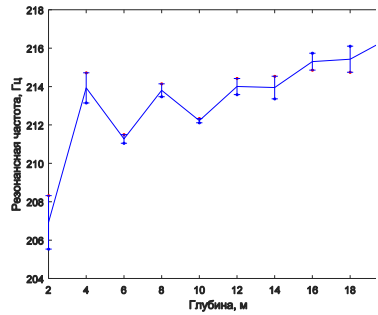


Рис. 4

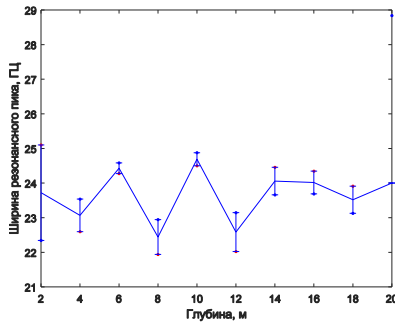


Рис. 5

Не монотонность зависимости резонансной частоты и ширины резонансного пика от глубины вблизи поверхности вызваны интерференционными эффектами. Длительность излучаемых ЛЧМ импульсов составляла 10 сек, в то время как задержки между прямой и поверхностной волноводными компонентами составляли менее 10 мсек, так, что все волноводные компоненты приходили на гидрофоны практически одновременно, что приводило к интерференции. Ширина резонансного пика фактически не зависит от глубины погружения, а осцилляция данного параметра коррелирует со скоростью течения в месте проведения эксперимента. Избавиться от интерференционных эффектов можно при достаточной глубине водоема.

Заключение

Для излучателя размером ~ 0.6 м и массой порядка 40 кг максимальная мощность (в полосе 100-1000 Гц) составила 170 Вт. В ходе измерений установлено, что КПД от продольно-изгибного излучателя составляет $\sim 50\%$, что является очень хорошим показателем для излучателей такого вида [1]. Ширина полосы составляет порядка 10%, что поз-

воляет классифицировать данный излучатель как узкополосный. Расширить полосу излучения и увеличить КПД можно путем замены ограничивающего резистора на цепь, обеспечивающую согласование усилителя и излучателя (нагрузки).

И поэтому – вследствие малых размеров и высокого КПД данные излучатели представляют интерес как элементы излучающих антенных решеток для решения ряда прикладных задач гидроакустики.

Работа выполнена при поддержке госзадания ННГУ тема №0729-2020-0037

- [1] Бритенков А. К., Фарфель В. А., Боголюбов Б. Н. Сравнительный анализ электроакустических характеристик компактных низкочастотных гидроакустических излучателей высокой удельной мощности // Прикладная физика. 2021. № 3. С. 72.
- [2] Бритенков А. К., Боголюбов Б. Н., Дерябин М. С., Фарфель В. А. // Труды МАИ. 2019. № 105. С. 1.
- [3] Урик Р. Д. Основы гидроакустики. 1978.
- [4] Бреховских Л. М., Лысанов Ю. П. Теоретические основы акустики океана. – Гидрометеиздат, 1982.

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ И НЕЙРОНОПОДОБНЫХ ПРОЦЕДУР ОБРАБОТКИ ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ НА ФОНЕ РЕАЛЬНЫХ МОРСКИХ ШУМОВ

В.И. Калинина, А.Г. Хоботов, А.И. Хилько

ИПФ РАН

Процедура обработки гидроакустических сигналов при подводной локации является сложной, многопараметрической задачей, имеющей большую степень неопределенности вследствие неточности моделей или высокого уровня помех. Решения о значениях параметров обрабатываемых сигналов принимаются в условиях ограниченных априорных данных. В связи с этим остается актуальным вопрос поиска и совершенствования методов сравнения локационных сигналов, рассчитанных с помощью модели, с сигналами, полученными экспериментально на фоне различных шумов. В качестве критерия сравнения тестового и экспериментального сигналов используются значения выбранной критериальной функции.

Одним из хорошо известных и общепринятых методов решения таких задач является согласованная фильтрация принятого сигнала с тестовым, построенная на основе корреляционной свертки. Известно, что согласованный фильтр является оптимальным в случае детерминированного сигнала и белого гауссовского шума, такая обработка обеспечивает максимальное отношение сигнал-шум на выходе (см., например [1]). Именно поэтому корреляционная критериальная функция была взята как основной метод обработки принимаемого сигнала и сравнивалась с предлагаемым нейроноподобным методом обнаружения сигнала на фоне шума.

Нейроноподобная процедура обработки гидроакустических сигналов была предложена ранее авторами в работах [2-4]. Этот метод основан на применении нелинейной пороговой функции, входящей в состав математической модели нейрона МакКалока-Питтса [5]. Пример сигнала, получаемого на выходе нейроноподобной функции, приведен на рис. 1. Цифрой 1 обозначен полезный сигнал в составе принимаемого экспериментального сигнала, 2 – смесь полезного сигнала с шумом, 3 – тестовый или модельный сигнал, 4 – сигнал на выходе нейроноподобной функции.

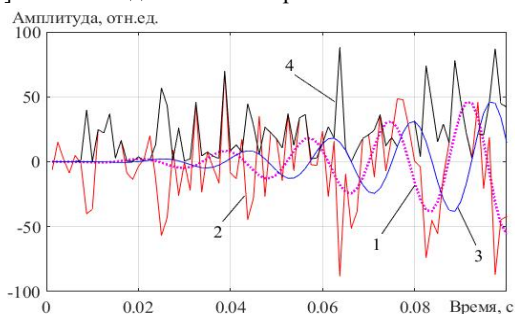


Рис. 1

В работе [4] было показано, что аддитивный шум по своей статистической структуре может иметь нарастающий или убывающий тренд, то есть дисперсия шума может меняться в большую или меньшую сторону с течением времени измерения. Исследования показали, что для таких двух случаев целесообразно использование нейроноподобных функций разного вида.

В случае нарастающего тренда аддитивного шума была получена следующая формула для расчета сигнала на выходе нейроноподобной критериальной функции $Nei\{\tau\}$:

$$Nei\{\tau\} = \frac{\int_0^T \theta\{y(t), x(t-\tau)\} dt}{\int_0^T |x(t-\tau)| dt + \int_0^T |y(t)| dt}, \quad (1)$$

$$\theta\{y(t), x(t-\tau)\} = \max[|x(t-\tau)| \times L(t), |y(t)| \times M(t)], \quad (2)$$

$$L(t) = \begin{cases} 1, & \text{if } -|y(t)| \leq [x(t-\tau) - y(t)] \cdot \frac{x(t-\tau)}{|x(t-\tau)|} \\ 0, & \text{if } -|y(t)| > [x(t-\tau) - y(t)] \cdot \frac{x(t-\tau)}{|x(t-\tau)|} \end{cases}, \quad (3)$$

$$M(t) = \begin{cases} 1, & \text{if } -|x(t-\tau)| \leq [y(t) - x(t-\tau)] \cdot \frac{y(t)}{|y(t)|} \\ 0, & \text{if } -|x(t-\tau)| > [y(t) - x(t-\tau)] \cdot \frac{y(t)}{|y(t)|} \end{cases}, \quad (4)$$

где $y(t)$ – смесь принимаемого сигнала с шумом, $x(t-\tau)$ – тестовый сигнал, τ – временной сдвиг тестового сигнала. Расчет нейроноподобной критериальной функции происходит по каждому отсчету времени.

В случае убывающего тренда аддитивного шума формула нейроноподобной критериальной функции $Nei\{\tau\}$ следующая:

$$Nei\{\tau\} = \frac{\int_0^T \theta\{y(t), x(t-\tau)\} dt}{\int_0^T |x(t-\tau)| dt + \int_0^T |y(t)| dt}, \quad (5)$$

$$\theta\{y(t), x(t-\tau)\} = \max[|x(t-\tau)| \times L(t), |y(t)| \times M(t)], \quad (6)$$

$$L(t) = \begin{cases} 1, & \text{if } -|y(t)| \leq [x(t-\tau) - y(t)] \cdot \frac{x(t-\tau)}{|x(t-\tau)|} \\ 0, & \text{if } -|y(t)| > [x(t-\tau) - y(t)] \cdot \frac{x(t-\tau)}{|x(t-\tau)|} \end{cases}, \quad (7)$$

$$M(t) = \begin{cases} 1, & \text{if } -|x(t-\tau)| \leq [y(t) - x(t-\tau)] \cdot \frac{y(t)}{|y(t)|} \\ 0, & \text{if } -|x(t-\tau)| > [y(t) - x(t-\tau)] \cdot \frac{y(t)}{|y(t)|} \end{cases}. \quad (8)$$

Для сравнительного анализа эффективности применения корреляционной и нейроноподобной процедур обработки сигналов не производилась оценка выходного отношения сигнал-шум, поскольку корреляционный метод в этом случае, как известно, будет работать лучше всех существующих методов. Основной задачей исследования

было – получить метод, имеющий лучшую рабочую характеристику для критерия Неймана – Пирсона, то есть построить такой обрабатывающий критерий для детектирования сигнала на фоне шума, чтобы при заданной вероятности ложной тревоги, он обеспечивал минимальную вероятность пропуска цели. На рабочей характеристике при этом желаемая вероятность правильного обнаружения достигалась бы при более низких входных отношениях сигнал-шум для одного критерия, чем для другого. Для этого вначале генерировались векторы нормально распределённого шума при заданном значении его дисперсии или же использовались готовые экспериментальные данные записи шумов. Затем формировались гистограммы оценки плотностей вероятности распределения значений корреляционной и нейроноподобной функций, когда на вход приемного устройства поступает только шум и когда происходит прием полезного ЛЧМ-сигнала на фоне шума. Далее, согласно критерию Неймана-Пирсона, определялось положение порога, принимая значение вероятности ложной тревоги равным 0.01 и рассчитывалась вероятность правильного обнаружения сигнала. Затем, меняя значение отношения сигнал-шум, рассчитывались рабочие характеристики корреляционной и нейроноподобной критерияльных функций.

В работе были исследованы шумы, полученные из двух натуральных экспериментов. В первом эксперименте антенна, состоящая из 180 гидрофонов, лежала на дне на глубине 240 м. Шумовой сигнал записан с частотой дискретизации 250 Гц, длительность записи составила примерно 70 с. К такому шумовому массиву был добавлен ЛЧМ-сигнал в частотной полосе от 50 до 150 Гц длительностью 2 с. Исследования показали, что шум, полученный в таком эксперименте, является стационарным, его дисперсия не изменилась в процессе измерений. В этом случае функция обнаружения сигнала на основе корреляционной свертки (график 1 на рис. 2) имеет преимущество перед нейроноподобной функцией (график 2 на рис. 2): график 3, соответствующий уровню вероятности правильного обнаружения, равному 0.99 пересекает график 1 раньше, чем график 2 на рис. 2. Вертикальные линии 4 и 5 на рис. 2 показывают значения отношений сигнал-шум, при которых достигается этот уровень вероятности правильного

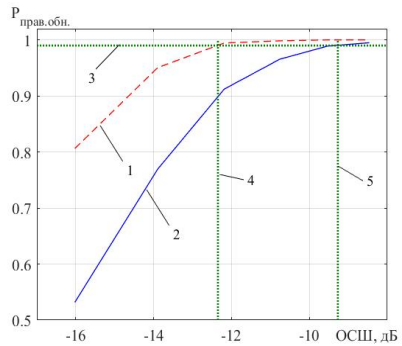


Рис. 2

обнаружения для корреляционной и нейроноподобной функций. Величина выигрыша при этом составляет в среднем примерно 3 дБ в пользу корреляционной функции.

Во втором эксперименте антенна, состоящая из 16 гидрофонов, буксировалась за судном на глубине 15 м. Частота дискретизации шумового сигнала составила 16000 Гц, длительность записи – примерно 160 с. К такому шумовому массиву был добавлен ЛЧМ-сигнал в частотной полосе от 200 до 1000 Гц длительностью 1 с. Расчеты показали, что дисперсия данного шума возрастала с течением времени измерений, на рис. 3

представлены несколько гистограмм распределений значений величины шумовых сигналов для разных реализаций. Таким образом, зарегистрированный шум являлся шумом с нарастающим трендом, для которого были применены формулы (1)–(4) для расчета нейроноподобной критериальной функции. Расчеты рабочих характеристик, представленных на рис. 4, показывают, что при инкрементном нестационарном шуме преимущество имеет нейроноподобная функция. На рис. 4 график 3 соответствует уровню вероятности правильного обнаружения равному 0.99. Вертикальные линии 4 и 5 показывают значения отношений сигнал-шум, при которых достигается искомый уровень вероятности правильного обнаружения для нейроноподобной и ковариационной функций соответственно. Видно, что заданный уровень вероятности правильного обнаружения для нейроноподобной функции достигается при меньшем отношении сигнал-шум, чем для корреляционной в среднем примерно на 3 дБ.

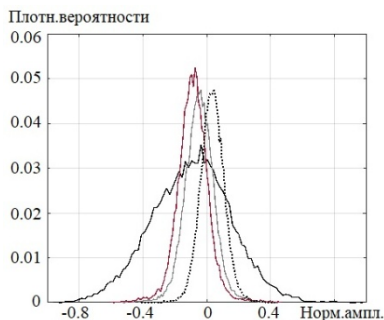


Рис. 3

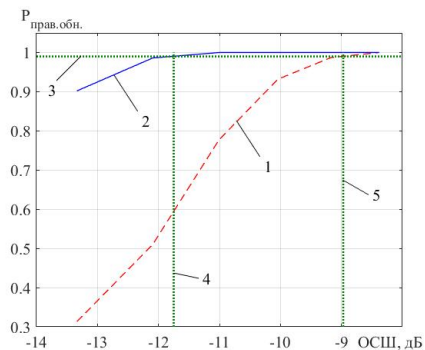


Рис. 4

Таким образом, в работе на примере обработки реальных экспериментальных шумов показано, что в отсутствии сигнальной компоненты на входе дисперсия шума может быть меньше, чем при работе в режиме анализа при наличии на входе сигнальной компоненты. Результаты исследования позволяют сделать заключение, что в условиях нестационарных шумов методы обработки гидроакустических сигналов, основанные на нейроноподобных критериальных функциях, могут иметь преимущество перед корреляционным анализом.

Работа выполнена при поддержке РФФ по гранту № 20-19-00383-П.

- [1] Тихонов В.И. Оптимальный прием сигналов. – М.: Радио и связь, 1983, 320 с.
- [2] Калинина В.И., Смирнов И.П., Хилько А.И., Малеханов А.И. // Акустический журнал. 2021. Т. 67, № 4. С. 395.
- [3] Khabotov A.G., Kalinina V. I., Khilko A. I. // Optical Memory and Neural Networks. 2021. Vol. 30, №. 4. P. 327.
- [4] Khabotov A.G., Kalinina V.I., Khil'ko A.I., Malekhanov A.I. // Remote Sensing. 2022. 14(19):4860.
- [5] McCulloch W.S., Pitts W. // Bull. Mathematical Biophysics. 1943. Vol. 5. P. 115.

ИССЛЕДОВАНИЕ СЕЙСМОАКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ ОТ НИЖЕГОРОДСКОЙ ГЭС В ВОРОТИЛОВСКОЙ ГЛУБОКОЙ СКВАЖИНЕ

И.Н. Диденкулов^{1, 2)}, А.И. Малеханов^{1, 2)}, В.В. Чернов¹⁾

¹⁾ ИИФ РАН

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Работа посвящена анализу возможности геодинамического мониторинга верхнего слоя земных пород с помощью стационарной сейсмоакустической трассы. Ранее делались попытки применить метод стационарной трассы к геофизическим измерениям на масштабах многих километров. С этой целью создавались вибростойки в СНЧ диапазоне частот ~5–15 Гц [1]. Однако для того, чтобы генерировать для таких трасс распространения сейсмические сигналы достаточной интенсивности, необходимо создавать массивные вибростойки массой десятки тонн и более, поэтому такой поход широкого распространения не получил. С другой стороны, в разных частях страны на реках работают гидроэлектростанции (ГЭС), агрегаты которых имеют массу многих сотен тонн. При вращении они испытывают вибрации, которые передаются на тело плотины, и являются тем самым источниками сейсмических волн. Что касается приемных систем, то наиболее стабильное их положение возможно в глубоких скважинах.

В данной работе рассмотрен метод создания сейсмоакустической стационарной трассы, образованной гидроагрегатами Нижегородской ГЭС в качестве «источника» сигналов и Воротиловской глубокой скважиной (ВГС) в качестве «приемника».

Эксперимент

Стационарная сейсмоакустическая трасса, рассматриваемая в данной работе, находится в северо-западной части Нижегородской области в районе Нижегородского водохранилища. Источником сейсмических колебаний являются гидроагрегаты Нижегородской ГЭС, а прием сигналов осуществляется на расстоянии 37 км в Воротиловской глубокой скважине.

В машинном зале ГЭС установлены 8 гидротурбин, представляющих собой дебалансные источники низкочастотных вибраций (вальная частота турбин около 1 Гц, основная лопастная частота около 4 Гц). Вибрации тела плотины, вызываемые вращением турбин и связанных с ними роторов генераторов массой более 500 тонн, порождают сейсмические колебания. Измерения этих вибраций, выполненные на плотине ГЭС на расстоянии 300 метров от машинного зала показали присутствие в спектре колебаний дискретных компонент на частотах, кратных основной лопастной частоте, самые сильные из которых на частотах 12 и 16 Гц.

Воротиловская глубокая скважина (ВГС) глубиной 5374 метра и находящаяся рядом (на расстоянии 100 метров по земной поверхности) скважина-спутник (СС) глубиной 1498 метра пробурены в конце 1980-х годов в центре Пучеж-Катунской импактной геологической структуры. Структура представляет собой локальное куполообразное поднятие коренных пород кристаллического фундамента Русской плиты, окруженное кольцевым желобом диаметром около 80 км, образовавшееся в результате падения

крупного метеорита около 165 млн. лет назад. Высота центрального поднятия (т.н. Воротиловского выступа) составляет 1,6–1,9 км, а его основание имеет диаметр около 10 км. В результате глубина залегания кристаллических пород на Воротиловском выступе оказывается всего 400 метров от поверхности, при этом характерная толщина чехла осадочных пород на Русской плите составляет около 2 км. [2].

Возможность регистрации сейсмических волн от ГЭС в стволе ВГС была первоначально установлена с помощью скважинного геофона. Однако, принимаемые сигналы на «нужных» частотах оказались практически слабо различимыми, поскольку измерения в диапазоне ~10 Гц выполняются, фактически, в полосе низкой чувствительности геофонов, установленных в скважине [3]. В силу этого обстоятельства, препятствующего надежной регистрации сигналов в низкочастотной области, нами был апробирован альтернативный значительно более простой метод регистрации сейсмических волн, использующий глубокую скважину как распределенную сейсмическую антенну. В отличие от точечных измерений с помощью геофона, этот метод в явном виде использует преимущество глубокой скважины как преобразователя сейсмических волн в колебания водно-воздушного столба.

Заполненную водой скважину можно рассматривать как распределенную сейсмоакустическую приемную систему с жесткой снизу и мягкой сверху границами. Поскольку частоты сейсмических волн составляют не более нескольких десятков Гц, то соответствующие длины волн акустических колебаний в водной и в воздушной частях трубы-скважины много больше диаметра скважины. Кроме того, плотность пород вне скважин, особенно глубоких, как правило, значительно больше плотности воды. Поэтому, в первом приближении такую систему можно рассматривать как трубу с жесткими боковыми стенками, в которой может распространяться только поршневая мода акустического поля. Акустические колебания водного столба могут вызываться сейсмическими волнами, воздействующими на него. В этом случае в верхней части трубы-волновода на границе вода-воздух реализуется максимум амплитуды колебательной скорости и, соответственно, минимум акустического давления.

В свою очередь, воздушную часть скважины от поверхности воды до среза трубы скважины можно рассматривать как трубу с жесткой нижней и почти свободной верхней границами. Поэтому в воздушной части трубы на ее срезе также реализуется близкая к максимуму амплитуда колебательной скорости. Акустические колебания воздушного столба могут генерироваться колебаниями границы раздела вода-воздух. Очевидно, что помещая в водную часть скважины гидрофон или в воздушную часть скважины микрофон можно зарегистрировать колебания давления, вызванные проходящими через ствол скважины сейсмическими Р-волнами.

В выполненных экспериментах измерительный микрофон типа МК 102 RFT устанавливался в верхней части воздушного столба скважины. После усиления сигналы вводились в компьютер с помощью звуковой карты. На рис. 1 показана спектрограмма полученного таким образом сигнала. Для сравнения на рис. 2 приведена спектрограмма колебаний тела плотины. На рис. 1 хорошо видна частотная компонента на частоте, чуть превышающей 16 Гц, точно совпадающая с одной из характерных частот спектра вибраций плотины. Хорошо видна также гармоника спектра на резонансной частоте воздушного столба 12 Гц (которая может возбуждаться внешними воздушными источниками), которая поглотила «полезную» сейсмическую гармонику на частоте чуть

выше 12 Гц. Появление гармоник на частоте около 2 Гц, скорее всего, обусловлено ветровым воздействием на металлическую будку, закрывающую устье скважины.

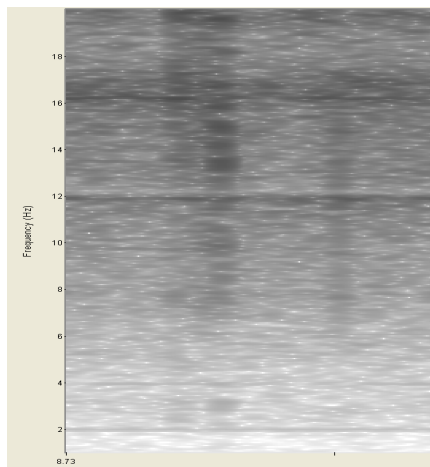


Рис. 1

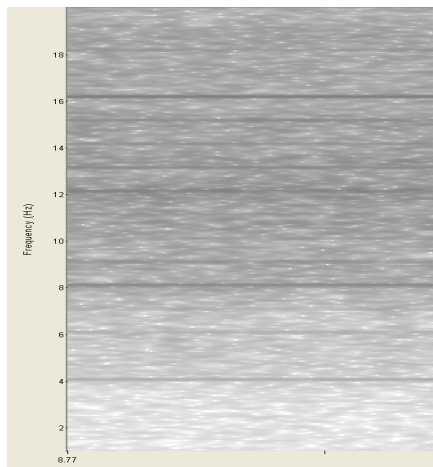


Рис. 2

Заключение

Проведенные эксперименты показали, что сейсмические волны, порождаемые СНЧ вибрациями турбин Нижегородской ГЭС, уверенно регистрируются в Воротиловской глубокой скважине на расстоянии около 40 км. Следовательно, они могут быть использованы для создания стационарной сейсмической трассы в интересах мониторинга изменчивости состояния верхнего слоя земных пород на глубинах до единиц километров. Аналогичный подход может быть реализован и в других регионах, причем в районах с различным уровнем сейсмической активности. Удаленная регистрация зондирующих сигналов, возбуждаемых вибрациями агрегатов ГЭС, при этом может осуществляться как традиционным способом с помощью скважинных геофонов, так и более простыми средствами – с помощью гидрофонов и микрофонов.

Работа выполнена в рамках реализации программы стратегического академического лидерства «Приоритет 2030» (проект ННГУ № Н-492-99).

- [1] Соловьев В.М., Еманов А.Ф., Селезнев В.С., Еманов А.А., Корабельщиков Д.Г. // *Geodynamics & Tektonophysics*. 2022. Vol. 13, № 2. P. 1.
- [2] Глубокое бурение в Пучеж–Катунской импактной структуре. Под ред. В.Л. Машайтиса и Л.А. Певзнера. – СПб: ВСЕГЕИ, 1999, 478 с.
- [3] Беляков А.С. // *Акуст. журн.* 2005. Т. 51. С. 53.

СОГЛАСОВАННАЯ СО СРЕДОЙ ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ОБРАБОТКА АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ В КАНАЛАХ МЕЛКОГО МОРЯ: РЕАЛИСТИЧНЫЕ ОЦЕНКИ ЭФФЕКТОВ РАССОГЛАСОВАНИЯ

А.И. Малеханов^{1,2)}, А.В. Смирнов¹⁾

¹⁾ ИИФ РАН

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Хорошо известно, что подводные каналы мелкого моря представляют собой природные волноводы для низкочастотных (НЧ) звуковых сигналов (в диапазоне ~100...1000 Гц). Для описания и расчетов НЧ полей в таких волноводах эффективно используется модовый подход, согласно которому звуковые поля на достаточно больших расстояниях (от единиц до десятков километров) от их источников представляют собой суперпозицию мод дискретного спектра. Принципиально, что поля источников полезного сигнала и помех, включая шумы самой морской среды, представляют собой набор одних и тех же мод, но с разными амплитудами, фазовыми набегам, взаимными корреляциями. Именно эти различия могут быть использованы при обработке сигналов в целях повышения ее эффективности и оптимизации. По существу, речь идет о методах обработки, основанных на использовании адекватной модели канала распространения звука, или о согласованной со средой обработке сигналов (ССОС).

Основное «узкое место» подобных методов, претендующих на повышенную эффективность в реальных морских условиях, заключается в проблеме «рассогласования», а именно, в отличии весьма сложных многопараметрических моделей подводных каналов от реальной среды [1]. Следовательно, ССОС (при любом конкретном алгоритме) заведомо осуществляется в условиях частичной априорной неопределенности относительно параметров канала распространения, и тогда встает вопрос о получении реалистичных оценок потерь эффективности ССОС в таких условиях [2, 3].

Постановка задачи

В целях моделирования эффектов рассогласования и получения соответствующих оценок потерь эффективности методов ССОС мы задаем набор опорных параметров модели волновода, который используем для расчета полей принимаемых сигналов при заданных положениях удаленных источников полезного сигнала и помехи. Для расчетов заданы: 1) вертикальный профиль скорости звука (ВПСЗ), типичный для Баренцева моря (полученный ранее в натурном эксперименте); 2) геоакустические параметры подстилающего дна в рамках модели однородного жидкого полупространства; 3) положение вертикальной приемной АР, состоящей из 13 эквидистантных элементов; 4) рабочая частота 240 Гц (более подробно в [2, 3]).

Эффективность пространственной обработки мы определяем стандартным для подобных задач образом, используя для этого коэффициент усиления АР (антенный выигрыш) по величине выходного отношения сигнал/(шум + помеха) (ОСШП). Его величина в явном виде характеризует эффективность АР как пространственного фильтра полезного сигнала на фоне помех и шумов при заданном методе обработки, особенно

при малых отношениях ОСШП на входе АР (вне зависимости от специфики канала распространения). В данной работе мы сравнительно анализируем три метода:

- 6) $\mathbf{w}_{mf} = \mathbf{s}^*$ – метод согласованной с сигнальным полем обработки (согласованной пространственной фильтрации полезного сигнала);
- 7) $\mathbf{w}_q = \mathbf{u}_q$ – метод согласованной пространственной фильтрации одной из мод сигнального поля (модовой фильтрации);
- 8) $\mathbf{w}_{opt} = (\mathbf{E} + \mathbf{R}_N + \mathbf{R}_{mn})^{-1} \mathbf{s}^*$ – метод обработки, оптимальной по критерию максимума ОСШП и выигрыша АР (оптимальной фильтрации).

Здесь \mathbf{s} – вектор сигнала на входе АР; \mathbf{R}_N – корреляционная матрица помехи; \mathbf{R}_{mn} – корреляционная матрица собственных шумов моря (модового шума), \mathbf{E} – единичная матрица белого шума; индекс “*” – знак комплексного сопряжения. Важно, что все эти методы основаны на использовании опорной модели канала, т.е. они являются методами ССОС. Однако при расчете входных реплик и корреляционных матриц принимаемых сигналов мы варьируем реализации модели канала, «испорченной» вариациями основных ее параметров – ВПСЗ, глубины водного слоя, скорости звука, плотности и коэффициента затухания в дне. Такая модель среды явно отлична от опорной модели и, более того, эти отличия имеют случайный характер, что имитирует частичную неопределенность условий распространения по их параметрам (в силу их природной изменчивости или погрешностей соответствующих измерений). Достижимый при этом выигрыш АР (величина G) как отношение выходного и входного ОСШП моделирует реальную эффективность каждого из методов ССОС в сравнении с идеальным сценарием точного согласования.

Подчеркнем, что априори неизвестные отклонения указанных параметров канала от их опорных значений задаются нами в интервалах, превышающих уровни погрешности известных баз данных по Мировому океану и средств оперативной океанографии. В частности, неопределенность ВПСЗ мы варьируем в пределах до 10 м/с, скорости звука в дне – до 20%, плотности дна – до 50%.

Результаты и обсуждение

Здесь мы ограничимся только некоторыми иллюстрациями, демонстрирующими интересующие нас эффекты. Наибольшее внимание мы уделяем моделированию практически важной ситуации, когда мощный подповерхностный источник помехи (имитирующий надводное судно) «маскирует» своим излучением слабый полезный сигнал подводного объекта, т.е. прием сигнала осуществляется при малых значениях входного ОСШП. Более подробно полученные результаты представлены в работе [4].

На рис. 1 показаны коэффициенты возбуждения мод (модули модовых амплитуд) в поле полезного сигнала (пунктирная кривая) и помехи (сплошная кривая) для различных положениях источников по глубине (расстояние до обоих равно 15 км): слева – 40 м (сигнал) и 5 м (помеха); справа – 80 м (сигнал) и 10 м (помеха) с добавлением модового шума (монотонная сплошная кривая). Последний рассчитан на основе одной из известных моделей морских шумов в условиях развитого ветрового волнения [5]. Для наглядности сравнения, модовые спектры приведены здесь в одном масштабе, в то время как в действительности они пропорциональны задаваемым величинам входных интенсивностей соответствующих полей. Хорошо видно, что только малая часть мод

сигнального поля оказывается относительно «свободной» от интенсивной помехи и шума, а именно, несколько мод самых первых номеров. Это ожидаемо приводит к очень значительным отличиям в эффективности методов обработки.

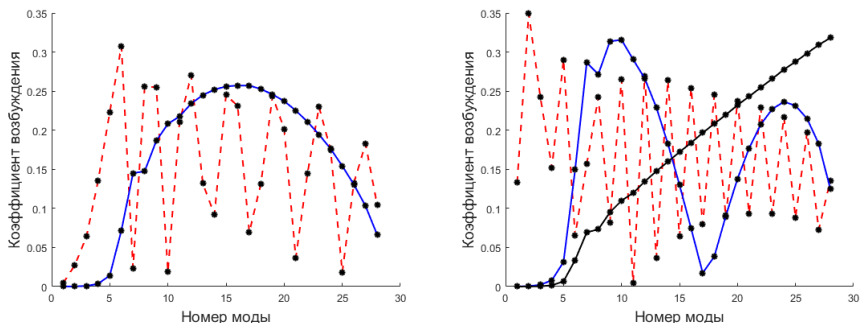


Рис. 1

На рис. 2 показаны потери усиления АР в условиях рассогласования модели по ВПСЗ для положения источников, отвечающего правому графику на рис. 1, при условиях, что входное ОСШП = -10 дБ, но без шума среды (слева) и на его фоне, когда суммарное входное ОСШП = -20 дБ (справа). Кривые 1, 2, 3 отвечают согласованной фильтрации, модовой фильтрации 2-й моды (обладающей наибольшим значением модового ОСШП), оптимальной фильтрации, соответственно. Видно, что оптимальная обработка в условиях «хорошего» знания среды на порядок более эффективна, чем согласованная фильтрация. Это объясняется не только малой величиной входного ОСШП, но и заметным «перекрытием» модовых спектров сигнала и помехи (рис. 1). Вместе с тем, согласованная обработка может быть заметно более устойчивой к рассогласованию (левый график): при отклонениях профиля скорости на малую величину ~ 1 м/с (погрешность $\sim 0,1\%$) оба метода показывают уже практически одинаковую эффективность, при этом потери усиления оптимальной обработки значительно и составляют ~ 10 дБ. Соответственно, уровни допустимых отклонений (по уровню потерь -3 дБ, например) столь же сильно различны (на порядок). Видно также, что «иерархия» методов ССОС заметно меняется в условиях интенсивного модового шума (правый график), который в данном случае оказывает «стабилизирующее» влияние на оптимальную обработку с кратным увеличением допустимых вариаций скорости звука (уже до $\sim 5 - 10$ м/с) и, напротив, дополнительно к помехе подавляет эффективность согласованной фильтрации. Наиболее устойчивой, однако, в обеих ситуациях оказывается фильтрация 2-й моды, поскольку моды первых номеров наиболее устойчивы к вариациям ВПСЗ и, кроме того, они слабо чувствительны к модовому шуму, сосредоточенному в области средних и высоких мод.

На рис. 3 показан качественно другой сценарий рассогласования – по параметрам дна (для ситуации, отвечающей правому графику рис. 2). Здесь приведены зависимости для согласованной (слева) и оптимальной (справа) фильтрации. Хорошо видна резкая («овражного» типа) зависимость для первого из них, но значительно более плавная, хотя и несимметричная зависимость для второго. Метод модовой фильтрации (здесь не

показан), как и на рис. 2, вначале занимает промежуточное положение, но снова оказывается более устойчивым с ростом рассогласования. Следовательно, он может практически оцениваться в качестве квазиоптимального метода обработки в условиях значительной априорной неопределенности информации о среде.

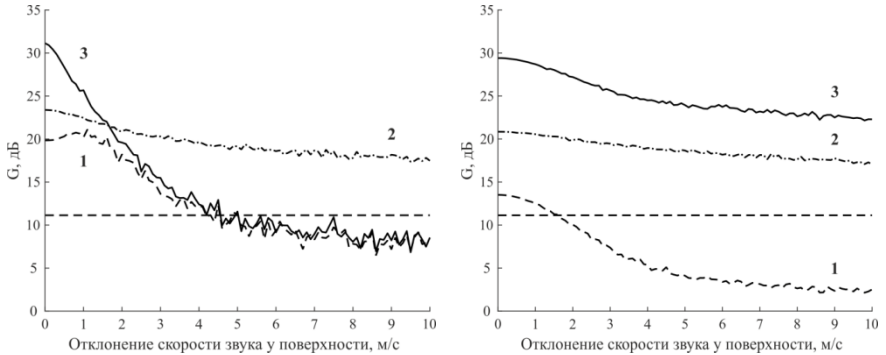


Рис. 2

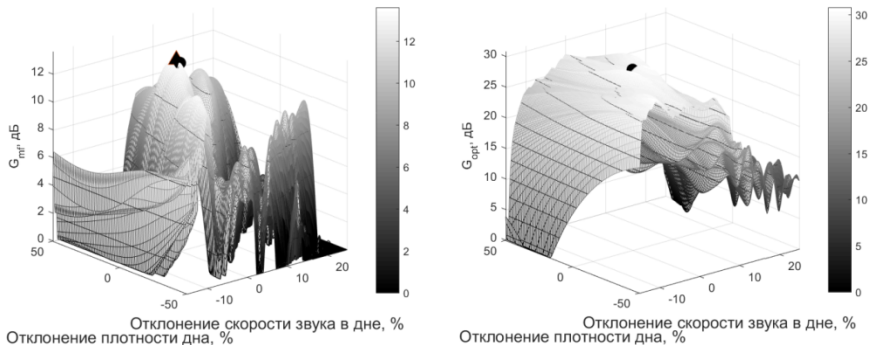


Рис. 3

Таким образом, моделирование методов пространственной обработки многомодовых сигналов в подобной постановке задачи позволяет количественно оценить уровень допустимых отклонений (погрешностей) параметров канала от опорных значений и тем самым обосновать требования к средствам их оперативного контроля. Важно, что эти уровни существенно различны как для самих параметров канала, так и для разных методов обработки.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант № 20-19-00383).

- [1] Сазонтов А.Г., Малеханов А.И. // Акуст. журн. 2015. Т. 61, № 2. С. 233.
- [2] Малеханов А.И., Смирнов И.П. // Акуст. журн. 2022. Т. 68, № 4. С. 427.
- [3] Малеханов А.И., Смирнов И.П. // Труды XXVI науч. конф. по радиофизике. – ННГУ, 2022. С. 12.
- [4] Малеханов А.И., Смирнов А.В. // Акуст. журн. 2023. Т. 69, № 5 (в печати).
- [5] Kuperman W.A., Ingenito F. // J. Acoust. Soc. Am. 1980. Vol. 67, № 6. P. 1988.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ИССЛЕДОВАНИЮ УДАРНЫХ ВОЛН В КОНУСЕ МАХА С ПОМОЩЬЮ ШИРОКОПОЛОСНОГО МИКРОФОНА

В.К. Бахтин^{1, 2)}, Д.Е. Балыкин²⁾, М.С. Дерябин^{1, 2)}, К.Д. Зимина²⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ИПФ РАН

Введение

Конус Маха — коническая поверхность, ограничивающая в сверхзвуковом потоке газа область, в которой сосредоточены возмущения, порождённые телом, движущимся в среде со сверхзвуковой скоростью. Конус Маха разграничивает возмущённую и невозмущённую области среды.

Поверхность конуса Маха является огибающей системы звуковых волн, порождённых телом при движении в среде: в соответствии с принципом Гюйгенса поверхность конуса образована интерференцией звуковых волн при их суперпозиции и колебания на поверхности находятся в одной фазе — фазе сжатия, образуя ударную волну.

В настоящее время существует значительное количество исследований, посвящённых ударным волнам в конусе Маха, например [1-3]. Так как ударные волны характеризуются широким спектром, для их регистрации очень важно использовать подходящее оборудование. В таблице приведены основные характеристики микрофонов применяемых в работах [1-3].

Табл.

Название микрофона	Тип	Динамический диапазон	Частотный диапазон	Источник
АСО 7017	Конденсаторный, ¼ дюйма	50 – 164 дБ	5 Гц – 70 кГц	[1]
РСВ 102А07	Кварцевый пьезоэлектрический*	131 – 205 дБ	1 Гц – 500 кГц	
РСВ 132А40	Керамический пьезоэлектрический	115 – 171 дБ	10 кГц – 1МГц	
В&К Type 4134	Конденсаторный, ½ дюйма	–	4 Гц – 20 кГц	[2]
Alctron М6	Конденсаторный, 6 мм	130 дБ	20 Гц – 20 кГц	[3]

В работах [2] и [3] удается зарегистрировать форму ударной волны, но, в силу того что частотная полоса микрофонов ограничена 20 кГц, резкие фронты оказываются искажены. В работе [1] используются несколько микрофонов: конденсаторный позволяет более точно записать форму сигнала, верхний предел по частоте – 70 кГц, а керамический пьезоэлектрический подходит только для регистрации более высокочастотных колебаний (нижняя граница частотного диапазона – 10 кГц). Что касается кварцевого пьезоэлектрического микрофона, для него не приведено ни одной осциллограммы. Целью данной работы получение новых экспериментальных данных, а именно профилей ударных волн в конусе Маха в широкой полосе частот.

Экспериментальное оборудование и техника

Для регистрации ударных волн в настоящей работе был выбран конденсаторный микрофон В&К Туре 4136 1/8 дюйма (внешний вид: рис.1). Данный микрофон калиброван в диапазоне частот 20 Гц – 200 кГц, при этом неравномерность чувствительности не превышает 1 дБ в диапазоне частот 20 Гц – 100 кГц и 3 дБ в диапазонах частот 0,22 Гц – 20 Гц и 100 кГц – 200 кГц.

В качестве объекта, движущегося со сверхзвуковой скоростью, использовалась пуля, выпущенная из автомата, калибр 7,62x39 мм. Скорость вылета пули $u = 800$ м/с, длина пули $l = 22,75$ мм, диаметр $d = 7,9$ мм. Схема эксперимента представлена на рис. 2, где 1 – микрофон В&К Туре 4136, 2 – усилитель кондиционирующий В&К Nexus Туре 2690, 3 – осциллограф Tektronix 4032В, b – расстояние до траектории пролета пули. α – угол конуса Маха, который определяется известной формулой (1)

$$\alpha = \arcsin\left(\frac{1}{M}\right) = \arcsin\left(\frac{c}{u}\right) = 25,15^\circ, \quad (1)$$

где M – число Маха, c – скорость звука в среде, u – скорость сверхзвукового объекта.

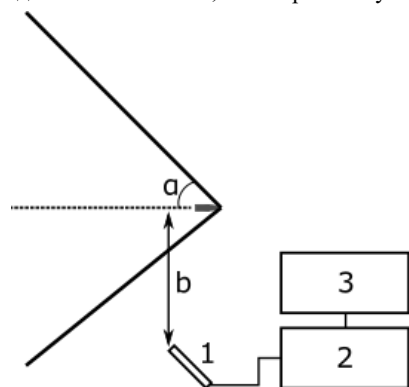


Рис. 2



Рис. 1

Микрофон калиброван в положение, когда он ориентирован перпендикулярно падающему возмущению, поэтому он повернут под углом α к траектории пролета пули. Сигнал с микрофона поступает на зарядовый кондиционирующий усилитель, который его усиливает, а также обеспечивает питание микрофона. Далее сигнал поступает на осциллограф, который работает в ждущем режиме развертки. Уровень запуска и развертка осциллографа настроены для оптимальной регистрации сигнала. Длина записи 100000 точек, что дает частоту дискретизации порядка 6 МГц.

Результаты измерений

Регистрация ударной волны проводилась на расстоянии от 1 до 10 м от траектории пролета пули. Пример записанной осциллограммы представлен на рис. 3. При этом, ударная волна соответствует времени $t = 0$ с, так как именно по ней произошел запуск развертки осциллографа. За ударной волной следуют возмущения, вызванные самим выстрелом.

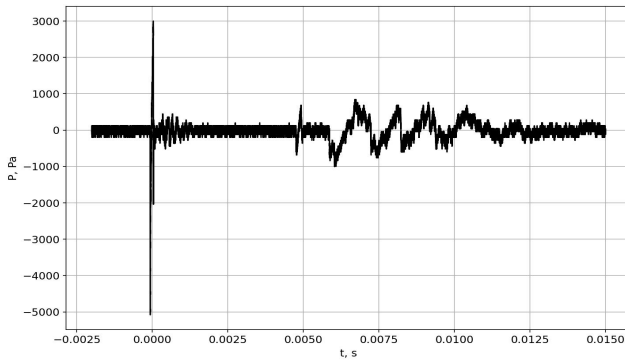


Рис. 3

Далее из всех осциллограмм выделяется только фрагмент, соответствующий ударной волне. На рис. 4 представлено сравнение формы ударных волн для различных дистанций промаха, а на рис. 5 – зависимость частотного спектра ударной волны от дистанции промаха.

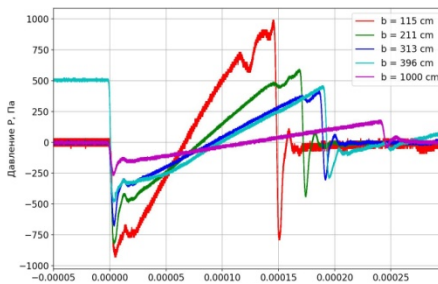


Рис. 4

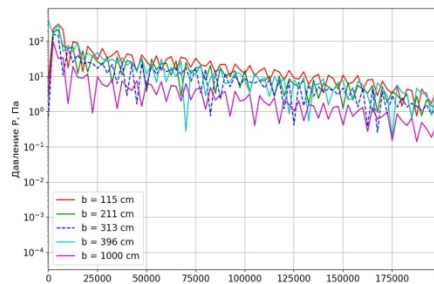


Рис. 5

Рис. 4 показывает, что увеличением дистанции промаха длительность ударной волны T растёт, а её амплитуда P_{max} – уменьшается. Существуют эмпирические формулы, которые описывают эти зависимости [4]. Они записываются следующим образом:

$$T = \frac{1,82Mb^{1/4}}{C(M^2 - 1)^{3/8} l^{1/4}} d \quad (2)$$

$$P_{max} = \frac{0,53P_0(M^2 - 1)^{1/8}}{b^{3/4}} \frac{d}{l^{1/4}} \quad (3)$$

где P_0 – атмосферное давление.

По рис. 5 видно, что частотный спектр ударной волны имеет множество дискретных составляющих и не ограничивается даже предельной для данного микрофона частотой 200 кГц. Наибольшей амплитудой обладает составляющая на частоте порядка 5 кГц, которая отвечает длительности ударной волны.

На рис. 6 и рис. 7 представлена длительность ударной волны и её амплитуда в зависимости от дистанции промаха соответственно. Графики показывают, что формулы

(2) и (3) адекватно описывают данные зависимости. Однако на Рис. 6 видна систематическая ошибка, формула (2) требует уточнения для данной экспериментальной ситуации и оборудования. Используя метод наименьших квадратов для оптимизации коэффициента, стоящего перед формулой, получено, что наилучший результат достигается при уменьшении этого коэффициента с 1,82 до 1,6.

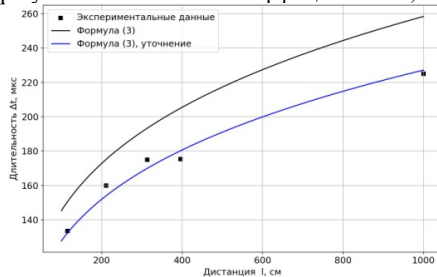


Рис. 6

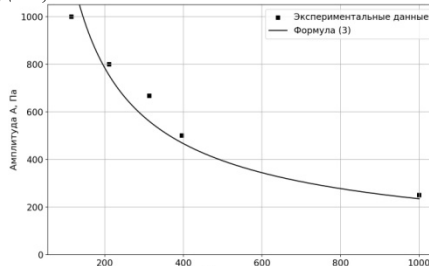


Рис. 7

Заключение

Впервые было проведена регистрация ударной волны микрофоном с широким частотным диапазоном 20 Гц – 200 кГц. Получено, что частотный спектр ударной волны содержит множество дискретных составляющих, наибольшая из которых соответствует длительности ударной волны. Показано, что частотный спектр ударной волны не ограничен частотой в 200 кГц.

Показано, что формулы, приведенные в [4], могут быть использованы для оценки параметров ударных волн, однако, некоторые коэффициенты нуждаются в уточнении для конкретной экспериментальной ситуации и оборудования.

В дальнейшем планируется провести исследование по оценке степени проявления нелинейных эффектов при распространении ударных волн в конусе Маха.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ проект № 19-12-00256.

- [1] Roland Stoughton. Measurements of small-caliber ballistic shock waves in air. // J. Acoust. Soc. Am. 1997. Vol. 102, № 2. P. 1.
- [2] William B. Snow. Survey of Acoustic Characteristics of Bullet Shock Waves. // IEEE Transactions on audio and electroacoustics. 1967.
- [3] Huseyin Nacihabiboglu. Procedural Synthesis of Gunshot Sound Based on Physically Motivated Models. // Game Dynamics. 2017. P. 47.
- [4] G.B. Whitham. The flow pattern of a supersonic projectile. // Commun. Pure Appl. Math. 1952. P. 301.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГИДРОАКУСТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ ИМЕЮЩЕГО В КАЧЕСТВЕ ПЬЕЗОДВИГАТЕЛЯ ПАКЕТНЫЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ

К.Д. Зимина¹⁾, В.К. Бахтин^{1,2)}, М.С. Дерябин^{1,2)}

¹⁾ ИИФ РАН

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Проектирование и изготовление гидроакустических преобразователей является трудоемким и дорогостоящим процессом, и поэтому для облегчения проектирования в настоящее время активно используются методы математического моделирования, в том числе метод конечных элементов [1-2].

Цель моделирования – оптимизация параметров пьезоакустического преобразователя, чтобы диапазон его рабочих частот, а также создаваемое им давление в данном диапазоне соответствовало требованиям.

В работе описан процесс построения упрощённой модели гидроакустического излучателя имеющего в качестве пьезодвигателя пакетный преобразователь. Пакетный преобразователь – пьезокерамический излучатель, состоящий из нескольких пьезокерамических элементов. Пакетные преобразователи в настоящее время применяются для широкого спектра задач, например, для передачи акустических сигналов по элементам конструкции бурового оборудования [3].

Для данной модели был проведён расчёт смещения в воздухе в точке, расположенной на корпусе излучателя, а также давления, создаваемого преобразователем в воде на расстоянии 1 метр от его рабочей поверхности.

Моделирование проводилось в программном пакете COMSOL Multiphysics. Модель была верифицирована на основе ранее полученных экспериментальных данных.

Геометрия модели

Модель в среде Comsol Multiphysics представляет собой «половину» преобразователя, так как данная модель была составлена в упрощенном виде. Для оценок нужных характеристик не все элементы из реальной конструкторской модели (представлена на рисунке 1), были добавлены в 3D-модель для моделирования (представлена на рисунке 2), – в ней отсутствует штуцер, винты, отверстия в пружинах для них, контактные провода. Эти упрощения не должны сказаться на результате вычислений, так как отсутствующие элементы не оказывают существенного влияния на форму и амплитуду колебаний преобразователя. Однако устранение этих элементов значительно облегчает процесс моделирования.

Корпус излучателя, который обеспечивает его герметизацию, установлен на скользящих радиальных уплотнениях. С точки зрения механики, все границы являются свободными. Для сферы был выбран материал нержавеющей сталь, для пружин закаленная сталь. Радиус сферы 46 мм. В основе модели - пакетный преобразователь из 48 элементов размерами 14.5x14.5x0.5 мм, изготовленный из пьезокерамического материала ЦТС-19. Для расчётов полноценной модели были указаны границы симметрии для твердого тела и акустики.

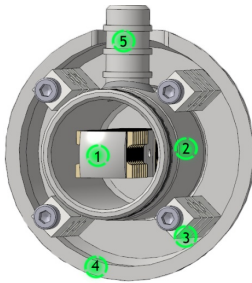


Рис. 1

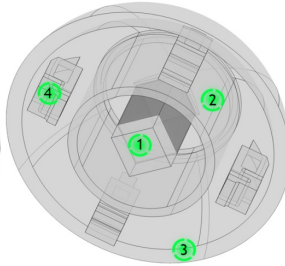


Рис.2

1. Пьезокерамический пакетный преобразователь
2. Цилиндр
3. Винт и пружина
4. Сфера из стали
5. Штуцер

1. Пьезокерамический пакетный преобразователь
2. Цилиндр
3. Винт и пружина
4. Сфера из стали

Граничные условия симметрии для твердого тела – поверхность, где смещение равно нулю. Вокруг излучателя располагается среда, которая представлена сферой радиусом 10 см. В качестве среды выбраны вода или воздух. Модель построена таким образом, чтобы можно было посчитать поле за пределами данной сферы. По краям сферы располагается слой, в котором введено большое затухание. Этот слой нужен для моделирования бесконечного пространства, для того, чтобы избежать влияния отраженных волн на результат вычислений.

Построение сетки

Сетка выбирается индивидуально для каждой задачи. К настоящему времени, накоплено уже большое количество опыта такого моделирования [4]. И по этому опыту, для моделирования задач по акустике, как правило, достаточно 5 сеточных элементов на длину волны.

Для корректного моделирования колебаний сложных конструкций необходимо измельчить сетку вблизи мелких неоднородностей, чтобы они были адекватно представлены после разбиения на элементы. Для поглощающих слоев в частотной области необходимо задавать не менее восьми элементов на толщину слоя.

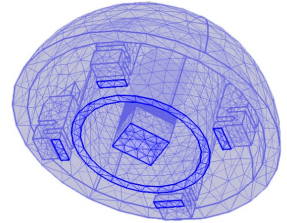


Рис. 3

Основные результаты

На рисунке 4 представлен график зависимости смещения рабочей поверхности преобразователя от частоты подаваемого электрического сигнала на пакетный преобразователь. Фиолетовые маркеры соответствуют экспериментальным данным (измерения проводились при помощи лазерного вибрметра на воздухе), а сплошная линия – моделированию.

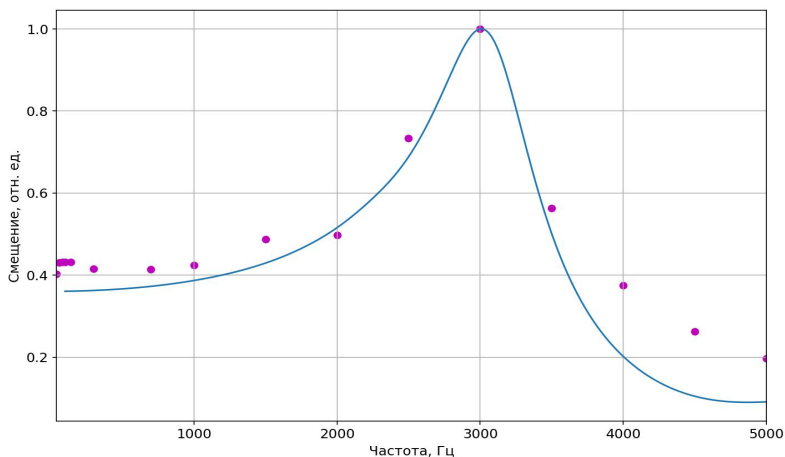


Рис. 4

Резонансная частота и в эксперименте, и в моделировании составляет 3 кГц. В целом модель хорошо описывает характер зависимости вблизи резонанса и на низких частотах, но имеются некоторые расхождения в области выше 3,5 кГц.

На рисунке 5 представлен график зависимости акустического давления от частоты на расстоянии 1 метра от поверхности преобразователя. Фиолетовые маркеры соответствуют экспериментальным данным (измерения проводились при помощи гидрофона в воде), а сплошная линия - моделированию.

Резонансная частота и в эксперименте, и в моделировании составляет 2,5 кГц.

При переходе в воду резонансная частота уменьшается, что обуславливается появлением присоединенной массы.

На представленных графиках видно достаточно точное совпадение результатов моделирования и эксперимента.

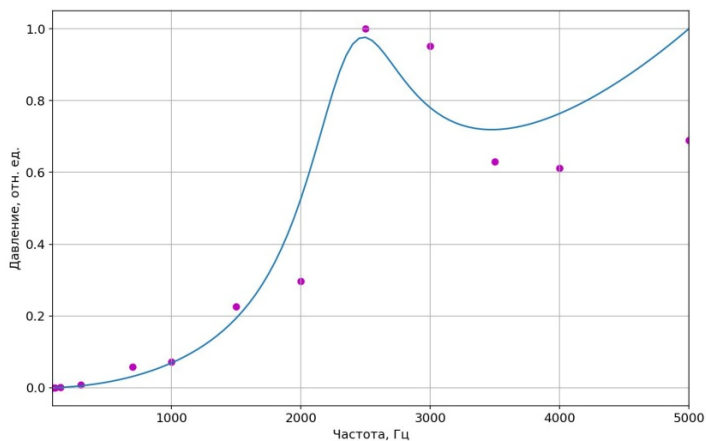


Рис. 5

Заключение

В результате работы была построена и исследована модель гидроакустического преобразователя, которая была оптимизирована для расчёта.

Резонансная частота исследуемого преобразователя на воздухе составила примерно 3 кГц, в воде 2.5 кГц.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, договор № 075-11-2021-040.

- [1] Крылов О.В. Метод конечных элементов и его применение в инженерных расчетах. – Москва: Радио и связь, 2002, 104 с.
- [2] Драчев К.А., Римлянд В.И., Молоканов Б.М. Применение метода конечных элементов для исследования акустических полей / Информатика и системы управления. 2019. Т. 4, № 62. С. 3-9.
- [3] Бахтин В.К., Дерябин М.С., Касьянов Д.А. Членное моделирование распространения импульсных сигналов в бурильных трубах / Труды XXVI Научной конференции по радиофизике. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2022, с. 393-394.
- [4] Анкудинов В. Е., Афлятунова Д. Д., Кривилев М. Д., Гордеев Г. А. Компьютерное моделирование процессов переноса и деформаций в сплошных средах, 2014, с. 60.

О ВЛИЯНИИ ШУМА РАБОТЫ БУРОВОГО ОБОРУДОВАНИЯ НА АКУСТИЧЕСКИЙ КАНАЛ СВЯЗИ В БУРИЛЬНОЙ КОЛОННЕ

В.К. Бахтин^{1,2)}, М.С. Дерябин^{1,2)}, Д.А. Касьянов²⁾, С.А. Манаков²⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ИПФ РАН

Введение

В процессе бурения нефтяных и газовых скважины необходимо контролировать состояние призабойной зоны и бурового оборудования. Это достигается путем размещения измерительных приборов и управляющих устройств в нижней части буровой колонны. При этом требуется обеспечить связь между ними и поверхностью, где расположен персонал, выполняющий прокладку скважины.

В настоящее время для пересылки информации по буровому стволу широко используются методы основанные на модуляции давления буровой жидкости, электромагнитных или звуковых колебаний [1]. К недостатку первых двух можно отнести низкую скорость передачи, составляющую несколько бод в секунду. Однако в связи с растущими трудностями бурения, таких как, увеличение глубины, сложная геометрия ствола и многозабойность, требование к количеству контролируемых параметров в режиме реального времени растет. В результате растет и количество используемых приборов мониторинга и контроля. Количество данных, передаваемых на поверхность в единицу времени, также увеличивается. Гидравлический или электромагнитный каналы связи уже не состояниии их передать.

В плане пропускной способности акустический канал связи является более перспективным. Имеющиеся на данный момент оценки предсказывают скорость передачи данных порядка нескольких десятков и сотен бод в секунду [2]. Кроме того, акустическая связь работает в существующих системах, так как упругие колебания передаются по трубам буровой колонны. Представленные преимущества показывают, что развитие акустических каналов связи является актуальной задачей.

Следует отметить, что есть кабельные системы, обеспечивающие коммуникацию с буровым оборудованием. При этом тянется кабель вдоль ствола скважины или используются специальные трубы [1]. Однако такой подход не нашел широкого применения из-за высокой стоимости оснащения и усложнения процесса наращивания и подъема буровой колонны.

При проектировании акустической связи и расчете ее пропускной способности полагают, что шум бурового оборудования является аддитивным случайным гауссовым процессом [2, 3]. Хотя, как показывают измерения в полевых условиях, это не так [4]. Наш опыт в регистрации шумов бурового оборудования подтверждает данный факт. Плотность вероятности имеет «тяжелые хвосты» по сравнению с кривой Гаусса. Другими словами, имеется относительно высокая вероятность появления высокоамплитудных всплесков. Также можно отметить, что на малых временных масштабах средний уровень вибраций сильно изменчив [5]. Целью данной работы является оценка влияния отклонений от нормального закона на акустическую линию связи. А, так же, может ли использовать информация о функции распределения для уменьшения ошибок передачи данных.

Описание цифровой модели акустического канала связи

Для решения поставленной выше задачи была разработана простая цифровая модель акустического канала связи. Исходная последовательность из N бит преобразуется с помощью кодера в последовательность M бит, где $M > N$. Внесение дополнительной информации, зависящей от содержания сообщения, позволяет повысить помехоустойчивость. За счет связи одних символов с другими возможно исключить и восстановить искаженные в канале связи биты. Естественно, что такой подход работает до определенного уровня вероятности ошибок. Затем, в нашей цифровой модели, в модулированному сигналу примешивается аддитивный шум. В приемнике последовательность действия обратная – сначала сигнал демодулируется, затем декодируется.

Использовалась цифровая двоичная фазовая манипуляция (BPSK, от англ. Binary Phase Shift Keying). Причиной такого выбора является ее простота и, как следствие, упрощение структуры цифровой модели. Следует подчеркнуть, что тип модуляции не принципиален для нашей цели демонстрации влияния отклонения шума от нормального процесса. Устройство демодулятора было следующим. Исходный сигнал умножался на комплексный гармонический сигнал с частотой равной несущей. После этого он подвергался обработке с помощью двух последовательных низкочастотных фильтров – эллиптического с большой крутизной и Баттерворта 1-го порядка. Первый обеспечивал отсеечение близко расположенных к полосе пропускания шумов, второй – эффективное устранение наиболее амплитудных низкочастотных колебаний буровой колонны. Такой подход подобен используемому в гетеродинных приемниках.

В качестве корректора ошибок применялся код с малой плотностью проверок на чётность (LDPC от англ. Low-density parity-check code). Широкое применение и доказанная ценность этого помехоустойчивого кодирования в последнем поколении сотовой связи стали решающим фактором при выборе. Была использована программная реализация из библиотеки Sionna [6]. При традиционном подходе демодулятор возвращает набор из нулевых и единичных битов, которые проходят через декодер. Существует более эффективный способ помехоустойчивой обработки. В этом случае, демодулятор для каждого символа вычисляет логарифм отношения правдоподобия, который равен логарифму отношения вероятностей принять нулевой или единичный бит [7]. Данная величина является входной для так называемого «мягкого декодера». Он на основании полученной информации решает какие символы из сообщения следует исключить и восстановить. Относительная скорость помехоустойчивого кодирования, которая соответствует отношению числа информационных символов к число передаваемых, устанавливалась нами равной $1/2$.

При моделировании подмешивалось два типа шума – нормальный и вибрации, создаваемые при бурении. Использование первого предназначено для сравнения. Использование последнего отличает наш анализ от работ других исследователей. Шумы бурения были записаны скважинным регистратором, расположенным на расстоянии около 90 метров от забоя. Прокладка скважины велась с помощью винтового забойного двигателя. Использовались данные, отвечающие только активным стадиям бурения, так как в этом режиме необходимо передавать информацию в реальном времени. Частота несущей и спектр полезного сигнала был расположен в одной из полос пропускания буровой колонны, которые возникают из-за наличия в ней периодичности. Стоит еще

раз отметить, что конкретные параметры цифровой модели не принципиальны для нашей демонстрации.

Конечным результатом численного расчета является вероятность битовой ошибки. Это значение является одной из основных величин любого канала связи. По ней мы будем судить об влиянии реального шума бурового оборудования и эффективности применения различных подходов к повышению помехоустойчивости. Так как величина битовой ошибки является функцией от случайной величины (шума) для ее достоверной оценки использовалось усреднение по большому ансамблю пересылаемых сообщений.

Результат моделирования

На рис. 1 показан результат численного расчета в рамках нашей цифровой модели. По вертикальной оси отложена вероятность битовой ошибки (BER, от англ. Bit Error Rate), по горизонтальной – отношение сигнал шум для пересылаемого сообщения в дБ (E_b/N_b). Выбранный диапазон изменений E_b/N_b соответствует реальным возможным значениям. Стоит подчеркнуть, что оценка битовой ошибки определялась по исходным данным, до кодирования и после декодирования.

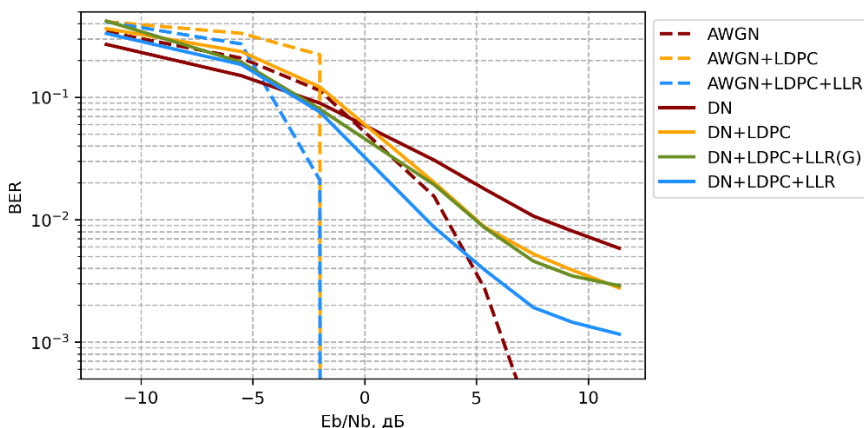


Рис. 1

Для кривых на рис. 1 использованы следующие обозначения. Первый набор букв до знака плюс соответствует использованным в канале связи шумам. AWGN обозначает аддитивный гауссов шум, DN – реальный шум оборудования. Наличие LDPC в легенде свидетельствует о применении помехоустойчивого кодирования. Наличие символов LLR свидетельствует о применении мягкого декодирования. Для канала связи с скважинным шумом LLR(G) обозначает то, что логарифм отношения правдоподобия вычислялся в предположении о нормальной природе шума, LLR – с использованием функции распределения реальных вибраций бурового оборудования.

Из данных рис. 1 можно сделать следующие выводы. При низких соотношениях сигнал/шум количество ошибок в гауссовом канале выше, так как в этом случае «работает» область функции плотности распределения близкая к нулевым амплитудам. Для

шума бурения, по сравнению с нормальным случайным процессом, пик плотности вероятности уже. С ростом E_b/N_b поведение становится противоположной из-за влияния «хвостов». Включения помехоустойчивого кодирования в гауссовом канале существенно снижает вероятность битовой ошибки. При значениях E_b/N_b больше -2 дБ исходное сообщение передается без потерь. Особенно эффективно применение мягкого декодирования. Для канала связи с шумом бурового оборудования эффективность помехоустойчивого кодирования ниже. Включение кода LDPC уменьшает вероятность ошибка около 2 раз. Его мягкий вариант, в предположении о нормальности шума, не меняет картину. Учет реальной функции распределения амплитуды вибраций дает возможность еще в 2-3 раза уменьшить вероятность битовой ошибки.

Заключение

Отклонения шума бурового оборудования от нормального случайного процесса приводит к тому, что в акустической линии связи происходит больше потерь данных по сравнению с гауссовым каналом. Учет реальной функции распределения амплитуды вибраций дает возможность в несколько раз уменьшить вероятность битовой ошибки.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, договор № 075-11-2021-040.

- [1] Gooneratne C.P., Li B., Deffenbaugh M., Moellendick T. Instruments, Measurement Principles and Communication Technologies for Downhole Drilling Environments. 2019.
- [2] Gao L., Gardner W.R., Robbins C., Johnson D.H., Memarzadeh M. // SPE Reservoir Evaluation and Engineering. 2008. Vol. 11, №. 1. P. 141.
- [3] Mostaghimi H., Pagtalunan J.R., Moon B., Kim S., Park S.S. // International Journal of Mechanical Sciences. 2022. Vol. 218. P. 107043.
- [4] Shah V., Gardner W., Johnson D.H., Sinanovic S. // SPE Asia Pacific Oil and Gas Conference and Exhibition. 2004.
- [5] Бахтин В.К., Дерябин М.С., Касьянов Д.А., Манаков С.А., Шакуров Д.Р. // Труды XXVI научной конференции по радиофизике, посвященной 120-летию М.Т. Греховой. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2022. С. 389.
- [6] Hoydis J., Cammerer S., Ait Aoudia F., Vem A., Binder N., Marcus G., Keller A. Sionna: An Open-Source Library for Next-Generation Physical Layer Research // arXiv preprint. 2022.
- [7] Krouk E., Semenov S. Modulation and coding techniques in wireless communications. – John Wiley & Sons. 2011.

СОВРЕМЕННЫЕ МЕТОДЫ СЕГМЕНТИРОВАНИЯ УЗИ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Е.А. Мищенко, И.Ю. Демин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Современная медицина постоянно стремится к совершенствованию методов диагностики и лечения, чтобы обеспечить более точные и эффективные результаты. В этом контексте ультразвуковое исследование (УЗИ) играет важную роль в диагностике различных заболеваний и состояний органов человека. Однако интерпретация УЗИ изображений может быть сложной задачей, особенно в случае комплексных структур и патологий. В связи с этим, современные методы сегментации УЗИ изображений становятся все более актуальными и востребованными.

Сегментация УЗИ изображений – это процесс выделения конкретных структур или областей на изображении с целью анализа и диагностики. В прошлом эту задачу выполняли вручную специалисты, что требовало большого объема времени и могло приводить к человеческим ошибкам. [1] Однако благодаря прогрессу в области компьютерного зрения и машинного обучения, сегодня существуют автоматические методы сегментации УЗИ изображений, которые значительно облегчают работу врачей и повышают точность диагностики.

Одним из подходов к автоматической сегментации УЗИ изображений является метод, основанный на использовании сверточных нейронных сетей (рис. 1). Сети такого типа обучаются на большом наборе размеченных данных, где каждый пиксель изображения имеет соответствующую метку. В процессе обучения нейронная сеть

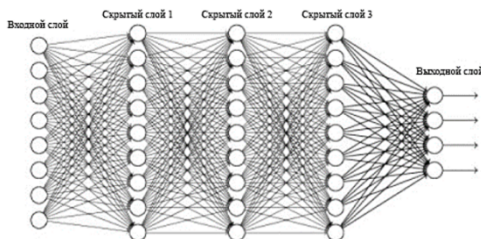


Рис. 1

выявляет закономерности и особенности структур на УЗИ изображениях, что позволяет ей автоматически выделять интересующие области на новых изображениях. Ранее были получены положительные результаты по обучению сверточной нейронной сети на архитектуре U-net, итоги отображены в работах [2-3].

Любая нейросеть нуждается в точной настройке и улучшении работы. Улучшение модели необходимо для того, чтобы повысить ее эффективность и точность. Основные проблемы в машинном обучении – переобучение и недообучение.

Увеличение датасета позволяет решить проблемы, связанные с обучением. Каждому изображению из датасета (рис 2) есть соответствующая маска признаков, используемая при обучении как метки истинности, в нашем случае маска содержит в себе границы мышечной ткани. Чем больше и разнообразнее набор данных, тем лучше будет результат обучения. Однако, при работе с медицинскими

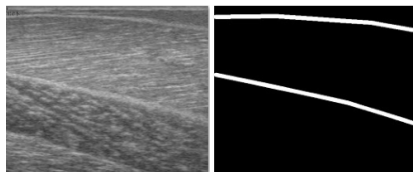


Рис. 2

изображениями есть ряд ограничений, в том числе этические, которые затрудняют развитие нейросетей. Один из компромиссов в данной ситуации – искусственно увеличить датасет, например, накладывая шумы, попиксельно сдвигать сканы, однако самое простое – перевернуть и отзеркалить изображения. Таким образом, удалось увеличить датасет в 4 раза. Дальнейшее увеличение будет целесообразно только с увеличением расчетных мощностей, так как чем больше данных, тем больше времени и мощностей необходимо на их обработку. В данной работе для обучения датасет разбивается в соотношении 8/2 – то есть 80% данных используются для обучения, 20% - для проверки. В качестве тестовых данных были использованы В-сканы, полученные с помощью программы «БодиСоник». Сканы были взяты у добровольцев со здоровой мышцей, контрольной точкой была выбрана середина бедра. В результате, был получен тестовый набор данных, состоящий из одиночных скелетных мышц.

Для корректировки параметров также необходимо отслеживать сам процесс обучения. В качестве эффективной метрики мониторинга обучения использовался Индекс Жаккара [4]. Он измеряет пересечение между двумя последовательностями по сравнению с объединением двух последовательностей (рис. 3). В качестве последовательности А выступают реальные границы мышцы, а в качестве В – предсказанные. Коэффициент лежит в диапазоне от 0 до 1, где 1 соответствует идеальному совпадению реальных и предсказанных границ.

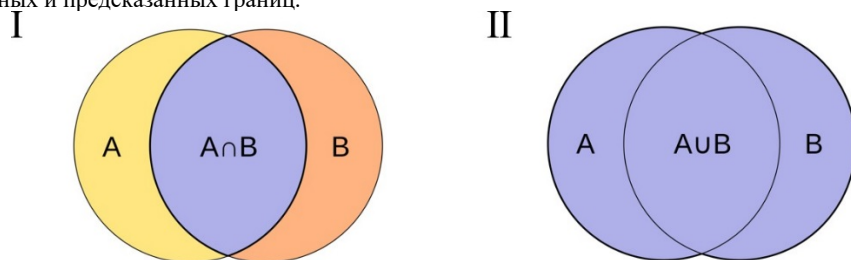


Рис. 3

Многие параметры нейросети можно проверить лишь путем подбора и многократного обучения, однако, есть те параметры, которые можно проверить статистически. Для анализа работы нейронной сети было проведено три эксперимента. В них изменялись функция потерь и оптимизационный алгоритм, который обновляет веса нейронной сети. В каждом эксперименте нейронная сеть обучалась более 150 эпох. В конце каждой эпохи выводилось значение Индекса Жаккара, которое автоматически сохранялось. В результате была построена зависимость Индекса Жаккара от номера эпохи. (рис. 4)

Для экспериментов были выбраны те наименования, которые, в теории, должны были дать хороший результат. В первом и втором эксперименте был использован один и тот же оптимизатор, но разные функции потерь. Эти два эксперимента показывают, что изменение функции потерь практически не влияет на процесс обучения, использование оптимизатора Адама с обеими функциями потерь дает хороший устойчивый результат, а время обучения в обоих случаях соизмеримо друг с другом. В третьем эксперименте был использован оптимизатор Адаград. Использование данного

оптимизатора привело не только к существенно медленной, по сравнению и первым и вторым опытом, скорости обучения, но и к худшей сходимости, и даже по прошествии более 150 эпох наблюдаются большой разброс значений Индекса Жаккара, что может говорить о том, что модель не обучилась.

Данная проверка оптимизаторов и функций потерь позволила наглядно убедиться в важности грамотного выбора параметров, а также в корректности выбора.

Такой современный метод сегментации УЗИ изображений как использование искусственного интеллекта имеет значительный потенциал для улучшения диагностики и планирования лечения. Он позволяет выделять интересующие области на изображении с высокой точностью и автоматически извлекать характеристики, которые могут быть полезны для врачей при постановке диагноза. Кроме того, данный метод обладает потенциалом для разработки интеллектуальных систем поддержки принятия решений, которые могут помочь врачам в принятии более точных и информированных решений. Однако необходимо отметить, что использование искусственного интеллекта для сегментации УЗИ изображений все еще являются активной областью исследований. Дальнейшие улучшения и разработки требуются для повышения скорости работы алгоритмов и точности сегментации, а также для адаптации методов к различным типам изображений и патологиям.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (государственное задание № FSWR-2023-0031).

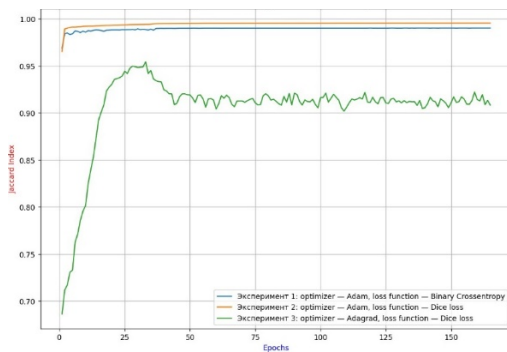


Рис 4

- [1] МакНелли Ю. Ультразвуковое исследование костно-мышечной системы: Практическое руководство. – М.: Издательский дом Видар-М, 2007, 400 с.
- [2] Мищенко Е.А., Демин И.Ю. // В кн.: Тр. Всероссийской школы-семинара «Методы компьютерной диагностики в биологии и медицине 23-25 ноября 2022 г. / Ред. А.В. Скрипаля. – Саратов: Изд-во Саратовский источник, 2022. С. 142.
- [3] Мищенко Е.А., Демин И.Ю. // В кн.: Тр XXVII всероссийской молодежной научно-инновационной школы «Математика и математическое моделирование» 5-7 апреля 2023 г. / Саров: Изд-во Интерконтракт, 2023. С. 129.
- [4] Козлова О.В., Кунца Е.Ю., Лукашевич М.М. // Пятая Международная научно-практическая конференция «BIG DATA and Advanced Analytics. BIG DATA и анализ высокого уровня» / Минск, Республика Беларусь. 2019. С. 295.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ НЕЙРОННОЙ СЕТИ ДЛЯ КЛАССИФИКАЦИИ УЗИ ИЗОБРАЖЕНИЙ ЛЕГКИХ

А.А. Дмитричева, И.Ю. Демин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В настоящее время диагностика заболеваний легких крайне важна. УЗИ легких в отличие от компьютерной томографии и флюорографии, основанных на ионизирующем излучении, безопасен и может использоваться как для диагностики, так и для отслеживания хода заболевания без ограничения в частоте применения. С помощью УЗИ легких можно распознать и отслеживать течение таких заболеваний как: пневмония, Covid-19, туберкулез, инфаркт легкого, новообразования (опухоли, кисты), скопление жидкостей и/или тип данных жидкостей, а также многих другое.

Но проведение процедуры осложняет наличие воздуха в легких, из-за которого невозможна визуализация тканей в глубине легкого, а также наличие барьера в виде грудной клетки. В силу данных особенностей диагностика производится исходя из так называемых артефактов — искажений изображения, вызванных физическими явлениями при прохождении звукового луча. Различные артефакты и то, как именно они выглядят может быть признаком наличия или отсутствия патологических состояний в легких [1]. Артефакты на УЗИ изображениях легких довольно разнообразны, к ним относятся А-линии, В-линии, консолидации и др [2]. В связи с количеством и сложностью признаков интерпретация результатов УЗИ может требовать от специалиста значительных временных затрат. Одним из вариантов упрощения диагностики может служить создание системы на базе искусственного интеллекта, которая будет предлагать врачу наиболее вероятный диагноз на основании имеющейся обучающей базы.

С учетом работы с изображениями, а также наличия большого числа признаков оценить важность каждого из которых, не будучи специалистом является затруднительным оптимальным вариантом обучающейся интеллектуальной системы оказалась сверточная нейронная сеть.

Цель данной работы — создать и оценить сверточную нейронную сеть для задачи трехклассовой классификации УЗИ изображений легких.

Обучение и проверка модели проводились с помощью изображений, полученных с помощью конвексного датчика. Данные были взяты из открытых библиотек, ссылки на которые, а также количество изображений и видеофайлов в данных открытых библиотеках, указаны в таблице 1.

Табл. 1

№	Ссылка на библиотеку	Количество изображений	Количество видеофайлов
1	github.com/jannisborn/covid19_ultrasound/tree/master/data	29	122
2	github.com/jannisborn/covid19_ultrasound/blob/master/data/get_and_process_web_data.sh	31	44

Для создания нейросети в данном исследовании использовались библиотеки tensorflow и keras языка Python. Наборы данных для сети также генерировались с использованием функций данных библиотек. Пример получаемого набора данных представлен на рисунке 1.

Была создана сверточная нейронная сеть глубиной 12 слоев.

Проводилось обучение нейронной сети на трех классах УЗИ изображений легких: УЗИ людей больных бактериальной пневмонией, УЗИ людей больных вирусной пневмонией Covid-19, УЗИ здоровых людей. Графики процесса обучения нейронной сети представлены на рисунках 2 и 3. На рисунке 2 график зависимости ошибки модели от эпох обучения, на рисунке 3 — зависимости точности модели от эпох. Начиная с 4 эпохи ошибка на проверочных данных начинает расти. Это говорит о начале переобучения модели — модель начинает хуже находить признаки классов на изображениях, не принадлежащих тренировочной модели. Модель была сохранена для дальнейшего использования в состоянии 4 эпохи.

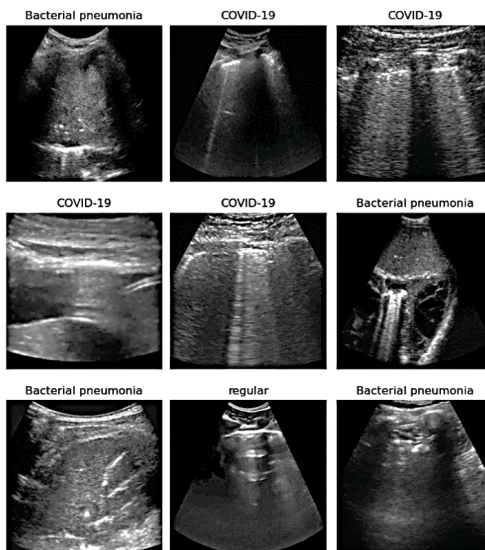


Рис. 1

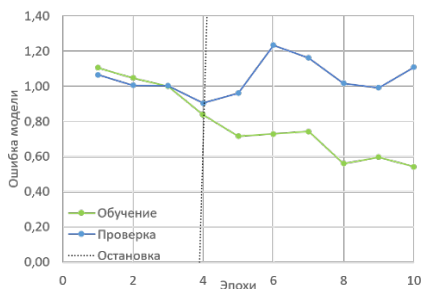


Рис. 2

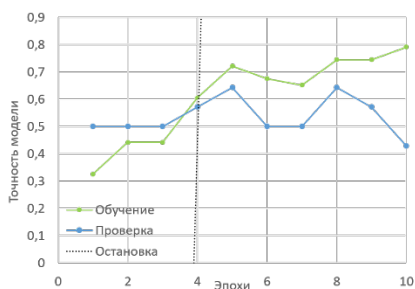


Рис. 3

С помощью обученной модели были получены предсказания для изображений тестовой выборки, не учествовавшей в обучении. В таблице 2 показано полученное с помощью нейросети разделение изображений по классам. Количество правильно определенных изображений для каждого класса можно увидеть по главной диагонали.

<i>Предсказанный класс (горизонталь) / Истинный класс (вертикаль)</i>	<i>Бактериальная пневмония</i>	<i>Covid-19</i>	<i>Здоров</i>
<i>Бактериальная пневмония</i>	1198	189	253
<i>Covid-19</i>	360	1070	44
<i>Здоров</i>	208	985	2667

Точность модели для тестовой выборки составила 65%. Также для бактериальной пневмонии и вируса Covid-19 были рассчитаны показатели чувствительности и специфичности. Под чувствительностью модели понимается способность верно определить заболевание на тех изображениях, на которых оно есть, а под специфичностью — способность модели не давать положительных результатов о наличии заболевания при отсутствии заболевания. Для бактериальной пневмонии чувствительность модели составляет 73%, специфичность — 90%. Для Covid-19 чувствительность модели составляет 50%, специфичность составляет 80%.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (государственное задание № FSWR-2023-0031).

- [1] Праскурничий Е.А., Стефаненкова Ю.В., Тураева М.А. // Пульмонология. 2020. Т. 30, №5. С. 671.
- [2] Wang J. et al. // J. Imaging. 2022. № 8. P. 65.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В КОНУСЕ С МЯГКИМИ СТЕНКАМИ

К.В. Кузьмин¹⁾, А.Н. Суханов¹⁾, П.Н. Вьюгин¹⁾,
И.Н. Диденкулов^{1, 2)}, Н.В. Прончатов-Рубцов¹⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ИПФ РАН

Введение

Распространение звука в переменных по трассе волноводах давно привлекало внимание акустиков. Такие задачи встречаются в акустике океана, акустике помещений и в других случаях. В последние годы получило развитие направление, связанное с использованием свободной струи жидкости с пузырьками, в которой распространяется акустическая волна для очистки поверхности, на которую падает струя. Как известно, свободно падающая струя жидкости в воздухе постепенно уменьшается в диаметре, и, таким образом, представляет собой волновод переменного сечения. Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию модели струи – конического волновода с мягкими стенками.

Эксперимент

Схема установки приведена на рис. 1, на котором 1 – излучатель, 2 – катушка с проволокой, 3 – гидрофон. Конический волновод длиной 102 см был изготовлен из полиэтиленовой пленки толщиной 50 мкм. Его фотография показана на рис. 2. Нижней частью конус крепился к пластиковой трубе диаметром 40 мм длиной 200 мм (см. рис. 3). Внутри трубы был установлен пьезокерамический излучатель. Верхняя часть конуса крепилась к деревянной пластине (см. рис. 4). От генератора через усилитель на пьезо-керамический излучатель диаметром 3 см, посылался синусоидальный импульсный сигнал с тремя периодами на частоте 150 кГц. В конический волновод на тонкой проволоке опускался гидрофон диаметром 3 мм. Для перемещения гидрофона использовалась катушка, закрепленная сверху, к которой гидрофон крепился через леску и провод. Гидрофон принимал акустический сигнал, который через предварительный усилитель регистрировался на осциллографе. Таким образом, излучатель и гидрофон находились в конусе с мягкими стенками, заполненном водой. Блок-схема эксперимента показана на рис. 5.

Волна, от излучателя распространяется сначала в цилиндрической части волновода (в пластиковой трубе), затем переходит в коническую часть. Распространение звука в плавно-неоднородном коническом волноводе происходит адиабатически [1]. В этом случае каждая мода распространяется независимо от других мод. В критическом сечении волновода мода испытывает отражение. В закритической области волновода, мода экспоненциально затухает. Таким образом, отражение разных мод происходит в разных точках конического волновода.

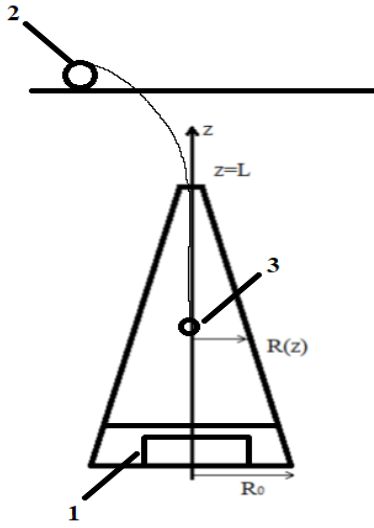


Рис. 1



Рис. 2



Рис. 3



Рис. 4

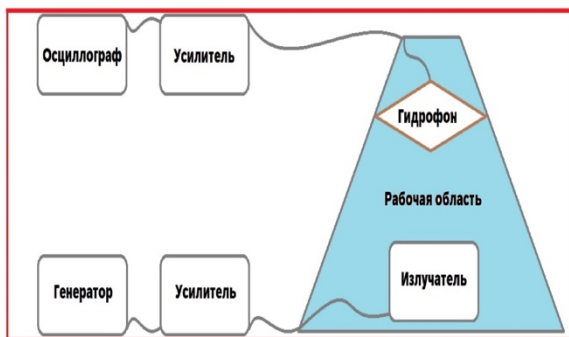


Рис. 5

Огибающие регистрируемых гидрофоном сигналов представлены на рис. 6 и 7. На рис. 6 гидрофон находится на расстоянии 35 см от излучателя, а на рис. 7 – на расстоянии 100 см.

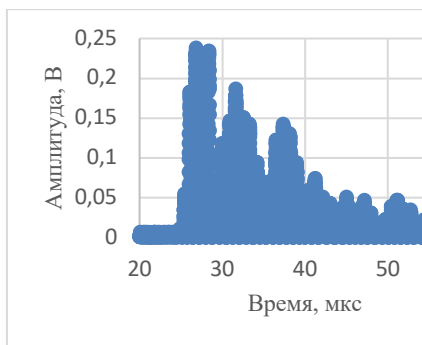


Рис. 6

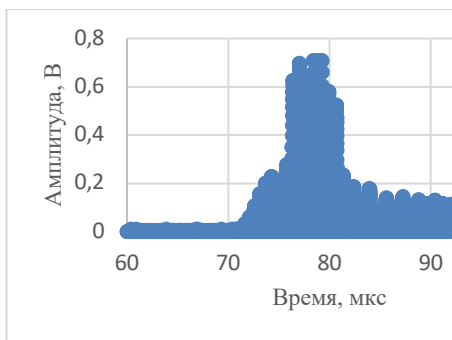


Рис. 7

Из рисунков 6 и 7 можно заметить, что структура сигнала на разных расстояниях от излучателя совершенно разная. Гидрофон на высоте 35 см от излучателя (см. рис. 6) принимает не только прямой сигнал, но и четко распознаваемые 3 отражения трех разных мод. Поле в закритическую область волновода проникнуть не может, поэтому мы наблюдаем совершенно другую картину на высоте 100 см между излучателем и гидрофоном. Моды высших номеров в это сечение волновода не проникают и поэтому виден только прямой сигнал первой моды, идущий от источника. Следует отметить, что амплитуда поля возрастает с увеличением расстоянием между излучателем и гидрофоном. Это прямое следствие закона сохранения энергии. Поток энергии каждой моды по мере распространения сохраняется, поэтому амплитуда сигнала возрастает по мере уменьшения сечения конического волновода. Например, отношение площадей сечения

конуса для расстояний гидрофона от излучателя 25 см (диаметр конуса – 3,8 см) и 100 см (диаметр конуса 1,0 см) составляет 14,5, а соответствующее отношение интенсивностей прямого акустического сигнала – 12,8. На рис. 8 представлена зависимость амплитуды прямого сигнала от расстояния гидрофона от излучателя, где этот эффект хорошо заметен.

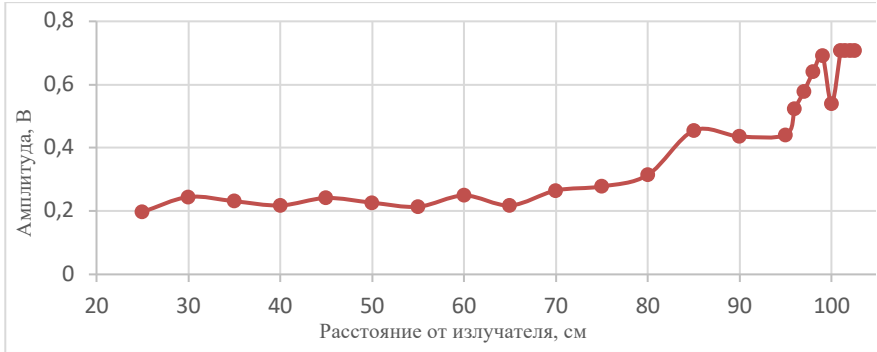


Рис. 8

Заключение

В работе проведено экспериментальное исследование распространения акустической волны в коническом волноводе со свободными (мягкими) стенками. Показано, что в таком волноводе проявляются основные закономерности распространения звука: увеличение амплитуды поля по мере сужения волновода и последовательная отсечка и отражение мод в критических сечениях.

Работа выполнена в рамках госзадания FFUF-2021-0009 ИПФ РАН.

- [1] Бреховских Л.М., Годин О.А. Акустика слоистых сред. – М.: Наука. Гл. ред. физ-мат. лит., 1989, 416 с.

ВОЗДЕЙСТВИЕ ПОТОКА ГАЗОВЫХ ПУЗЫРЬКОВ В АКУСТИЧЕСКОМ ПОЛЕ НА ОРГАНИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ

В.В. Мальцев¹⁾, И.Н. Диденкулов^{1,2)}, Н.В. Прончатов-Рубцов¹⁾, П.Н. Вьюгин¹⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ИПФ РАН

Введение

В последние годы большой интерес вызывает новая технология ультразвуковой очистки [1], которая активно начинает использоваться в различных областях, включая медицину [2, 3]. Технология основана на очищающем действии микропотоков вблизи колеблющегося пузырька [4, 5]. Колебания пузырьков возбуждаются ультразвуковым полем, распространяющимся в струе жидкости, которая доставляет пузырьки к очищаемой поверхности и радиационная сила со стороны акустического поля может играть важную роль в этом процессе [6], прижимая пузырьки к поверхности.

В данной работе исследуется влияние пузырьков газа в жидкости на загрязненную поверхность. Были проведены эксперименты по воздействию ультразвука и потока пузырьков на органические загрязнения.

Блок-схема установки представлена на рис. 1, а фотографии – на рис. 2 и 3.

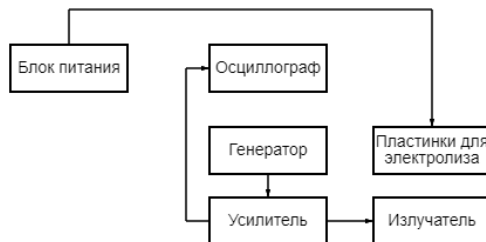


Рис. 1

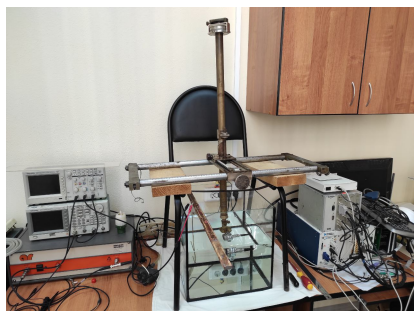


Рис. 2

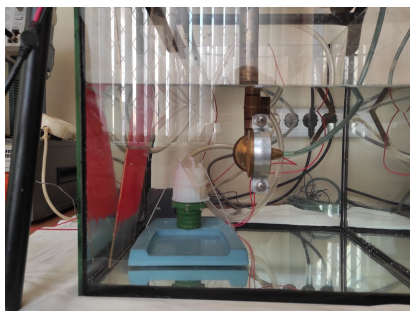


Рис. 3

В качестве органических загрязнений использовались липидные (жировые) структуры, нанесенные на поверхность пластины из оргстекла.

Измерения были выполнены на нескольких частотах: 1 МГц, 2,5 МГц, 260 кГц. На частотах 1 и 2,5 МГц очищающего эффекта не наблюдалось при различных мощностях акустического излучения и наличия потока воды с пузырьками.

Все остальные измерения производились в непрерывном режиме на частоте 260 кГц. При измерении мы наблюдали за изменением жирового слоя на поверхности оргстекла и за спектром сигналом и его спектром на осциллографе. Измерения велись в нескольких режимах.

1) Акустическая волна без струи воды и пузырьков.

На рис. 4 представлена осциллограмма при малой мощности излучателя. На поверхности оргстекла нет изменений. На рис. 5 представлена осциллограмма при большой мощности излучателя. Проявляется изменение слоя подкрашенного загрязнения на поверхности оргстекла (см. рис. 6). При большой мощности возникает кавитация, и можно наблюдать большое количество мелких пузырьков.

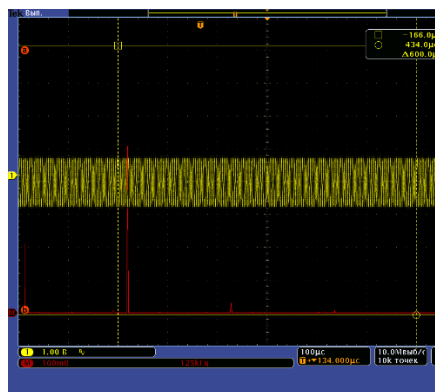


Рис. 4

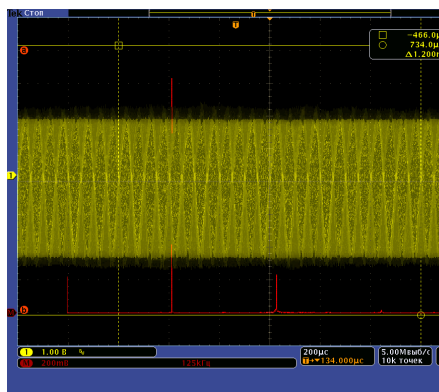


Рис. 5

2) Струя воды и акустическое поле.

При малых мощностях на излучателе нет проявления эффекта очищения. При больших мощностях направленная струя воды не дает дополнительного вклада в очистку поверхности.

3) Струя с пузырьками и акустическое поле.

При малых мощностях на излучателе нет проявления эффекта очищения. При больших мощностях направленная струя воды с пузырьками газа не дает заметного дополнительного вклада в очистку поверхности.



Рис. 6

Заключение

Проведенное исследование показало наличие очищающего действия ультразвукового поля на поверхности, загрязненной органическими веществами, на частотах порядка сотен кГц. Показано, что дополнительное введение пузырьков и струи воды не дает выраженного дополнительного эффекта. Очищающее воздействие акустического поля связано с кавитацией при больших мощностях акустической волны.

Работа выполнена при поддержке РФФ (проект 19-12-00256).

- [1] Birkin P.R., Offin D.G., Leighton T.G. // *Ultrason. Sonochem.* 2016. Vol. 29. P. 612.
- [2] Secker T.J., Leighton T.G., Offin D.G., Birkin P.R., Herve´ R.C., Keevil C.W. // *Journal of Hospital Infection.* 2020. Vol. 106. P. 649.
- [3] Malakoutikhah M., Dolder C.N., Secker T.J., Zhu M., Harling C.C., Keevil C.W., Leighton T.G. // *Transaction of the IMF.* 2020. Vol. 98, No. 5. P. 258.
- [4] Maksimov A.O., Leighton T.G. // *Acta Acust. Acust.* 2001. Vol. 87. P. 322.
- [5] Maksimov A.O., Leighton T.G. // *Proc. Roy. Soc. A: Math. Phys. Eng. Sci.* 2012. Vol. 468. P. 57.
- [6] Maksimov A.O., Leighton T.G. // *J. Acoust. Soc. Am.* 2018. Vol. 143. P. 296.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В СВОБОДНОЙ СТРУЕ

Т.С. Викулова¹⁾, И.Н. Диденкулов^{1, 2)}, Н.В. Прончатов-Рубцов¹⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ИПФ РАН

В работе исследуется распространение акустических волн в свободной струе. Проанализированы особенности движения пузырьков в данной акустической системе.

Введение

В настоящее время одним из актуальных направлений является очистка разнообразных загрязнений с помощью акустических методов, так как даже самые лучшие моющие средства оставляют довольно большую часть микроорганизмов на поверхностях, особенно в труднодоступных местах. Одним из новых подходов в этой задаче является использование струи жидкости с газовыми пузырьками, в которой распространяется акустическая волна.

В настоящей работе рассматривается задача об акустическом поле в свободной струе жидкости, вытекающей из резервуара с водой.

Акустическое поле в свободной струе

Имеется поток жидкости, вытекающий из сосуда (рис. 1) с начальной скоростью v_0 , направленной по оси z вниз. Поток имеет свободные боковые стенки и падает, растекаясь в горизонтальной плоскости, на твердую поверхность. В этом случае можно считать, что поток снизу ограничен жесткой стенкой, а возможным влиянием растекания жидкости на акустическое поле в потоке пренебречь. В сечении $z=0$ создано акустическое поле p_0^* . Мы хотим найти распределение поля $p(r, z)$ в любой точке струи.

Жидкость вытекает из сосуда с начальным радиусом R_0 , который будет изменяться при падении струи вниз под действием силы тяжести. Такой вывод следует из уравнения неразрывности (1). Скорость потока будет расти с увеличением координаты z под действием ускорения свободного падения, но количество вытекающей и вытекающей жидкости в каждом сечении струи должно сохраняться, отсюда следует, что площадь сечения струи должна уменьшаться.

$$Sv = const, \quad (1)$$

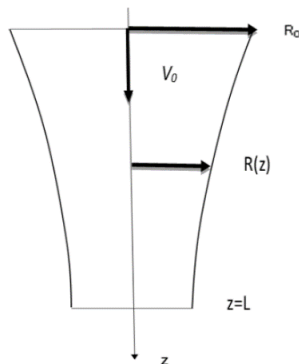


Рис. 1

где $S=\pi R^2$ – площадь поперечного сечения потока, v – скорость потока.

Решать задачу начнем с записи уравнения Гельмгольца, предполагая, что в потоке жидкости возбуждено акустическое поле вида:

$$p'' + k_0^2(r, z)p = 0, \quad (2)$$

$$k_0 = \frac{\omega}{c} = \sqrt{k_l^2 + \kappa_{mn}^2}, \quad (3)$$

где k_0 – волновое число, k_l и κ_{mn} – продольное и поперечное волновые числа.

Решение задачи будем искать адиабатическим методом, считая, что толщина потока меняется медленно вдоль оси z . Таким образом, будем считать амплитуды мод и их продольные и поперечные волновые числа медленными (по сравнению с длиной волны) функциями координаты z . Как известно, в адиабатическом приближении моды распространяются, не взаимодействуя друг с другом и сохраняя свою энергию (поток мощности). В силу осевой симметрии струи будем искать решение в цилиндрической системе координат, получим следующую систему для продольной и поперечных координат:

$$\begin{cases} p_{zz}'' + k_l^2 p = 0 \\ \Delta_{\perp} p + \kappa_{mn}^2 p = 0 \end{cases} \quad (4)$$

где Δ_{\perp} – оператор Лапласа по поперечной координате.

Решение первого уравнения системы (4) – гармоническая функция:

$$p_1 = A_1 e^{-i\varphi(z)} \quad (5)$$

где $\varphi = \int k_l(z) dz$ – фаза волны. Из второго уравнения системы (4) получим:

$$\begin{cases} R_{rr}'' + \frac{1}{r} R_r' + (\kappa_{mn}^2 - \frac{m^2}{r^2}) R = 0 \\ \theta(\theta) = \theta(\theta + 2\pi) \end{cases}, \quad (6)$$

где $m=0, 1, 2, \dots$. Для упрощения задачи будем рассматривать только радиальные моды. Решение для поперечной координаты будем искать в виде (7):

$$p_{\perp} = A_2 J_m(\kappa_{mn} r) * (B_1 \cos(m\theta) + B_2 \sin(m\theta)). \quad (7)$$

Бегущая волна будет иметь следующий вид:

$$p = p_n(z) J_m(\kappa_{mn}(z)r) e^{-i\varphi(z)} (B_1 \cos(m\theta) + B_2 \sin(m\theta)). \quad (8)$$

Решение будет выглядеть, как сумма бегущей и отраженной волн:

$$p = p_{1n}(z) J_m(\kappa_{mn}(z)r) e^{-i\varphi(z)} + p_{2n}(z) J_m(\kappa_{mn}(z)r) e^{i\varphi(z)}. \quad (9)$$

Найдем зависимости волновых чисел от координаты z . Для этого рассмотрим уравнение Бернулли (10) и уравнение неразрывности (1), чтобы найти изменение скорости потока и радиуса:

$$\frac{\rho v^2}{2} + \rho g z + p = const, \quad (10)$$

где ρ – плотность жидкости, g – ускорение свободного падения, p – давление.

Из уравнения (10) получается выражение для изменения скорости жидкости в зависимости от координаты z :

$$v(z) = \sqrt{v_0^2 + 2gz}. \quad (11)$$

После подстановки (11) в (1) получаем уравнение поверхности в зависимости от z :

$$R(z) = \frac{R_0}{\sqrt[4]{v_0^2 + 2gz}}. \quad (12)$$

Получим зависимости продольного и поперечного волновых чисел от координаты z :

$$\kappa_{mn} = \frac{\nu_{mn}}{R(z)}, \quad (13)$$

$$k_l = \sqrt{k_0^2 - \frac{\nu_{mn}^2 \sqrt{v_0^2 + 2gz}}{R_0^2 v_0}}. \quad (14)$$

Граничное условие для случая жесткой стенки запишется в виде:

$$\frac{dp}{dz}(z=L) = 0. \quad (15)$$

Из (15) получаем связь между амплитудами (16):

$$p_{2l}(L) = p_{1l}(L)e^{-2i\varphi(L)}. \quad (16)$$

Далее используем второе граничное условие (17) для нахождения амплитуды поля:

$$p(z=0) = p_0^*. \quad (17)$$

$$p_l = \frac{p_0^* [1 + e^{2i\varphi(L)}]}{2J_m(\kappa_{mn}(0)r)[1 + \cos(2\varphi(L))]} \quad (18)$$

В итоге получаем искомое поле:

$$p = p_l J_m(\kappa_{mn}(z)r) [e^{-i\varphi(z)} + e^{i\varphi(z)} e^{2i\varphi(L)}]. \quad (19)$$

При $\varphi = \frac{\pi}{2} + \pi N, N = 0, 1, 2 \dots$ выполняется условие резонанса.

Распределение акустического поля показано на рис. 2. Из рисунка видно, что с ростом координаты z (даже с учетом затухания в среде) растет амплитуда волны. Это можно объяснить из закона сохранения энергии: с увеличением z уменьшается радиус струи, но поток интенсивности через поперечную площадку должен сохраняться, таким образом, должна расти амплитуда. Также видно, что на жесткой границе в соответствии с граничным условием обеспечивается максимальное значение амплитуды поля.

Проанализируем характер движения пузырьков разных размеров, запущенных в свободную струю. В случае резонанса в струе образуется поле стоячей волны. Как указывалось ранее [1, 2, 3, 4], маленькие пузырьки должны концентрироваться в пучностях, а большие в узлах давления. В данном случае распределение концентрации пузырьков в соответствии с распределением поля будет иметь неравномерную периодичность.

На частотах вне резонансных частот струи реализуется случай бегущей волны, при котором в продольном направлении радиационная сила близка к 0 и пузырьки двигаются вместе с потоком. В поперечном направлении пузырьки маленьких размеров втягиваются к оси струи, а большие выталкиваются на периферию.

Когда реализован случай жесткой нижней границы, пузырьки сталкиваются с ней и таким образом можно производить очистку различных загрязненных поверхностей. Если все моды отражаются раньше, чем поток столкнется с границей, то до точки отражения волны пузырьки будут двигаться аналогично рассмотренному выше случаю, а после – просто уноситься потоком, при этом, так как акустическое поле в закритической области отсутствует, то соответственно, воздействия на поверхность не будет.

Заключение

В работе решена задача об акустическом поле и проанализирован характер движения пузырьков в свободно падающей струе. Показано, что в свободной струе, сужающейся вдоль потока, происходит изменение параметров акустического поля, что отражается на распределении пузырьков в потоке. Для достижения воздействия пузырьков на поверхность, на которую падает струя, необходимо, чтобы критическое сечение волновода-струи лежало ниже поверхности по потоку.

Работа выполнена при поддержке РФФ (проект 19-12-00256).

- [1] Диденкулов И.Н., Корчагина Т.С., Прончатов-Рубцов Н.В., Сагачева А.А. // Известия РАН. Серия физическая. 2020. Т. 84, № 6. С. 772.
- [2] Корчагина Т.С., Диденкулов И.Н., Прончатов-Рубцов Н.В. // В кн.: Труды XXII научн. конф. по радиофизике, 7 мая 2018 г. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2018. С. 430.
- [3] Корчагина Т.С., Диденкулов И.Н., Прончатов-Рубцов Н.В. // В кн.: Труды XXIII научн. конф. по радиофизике, 7 мая 2019 г. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2019. С. 454.
- [4] Корчагина Т.С., Диденкулов И.Н., Прончатов-Рубцов Н.В. // В кн.: Труды XXV научн. конф. по радиофизике, 7 мая 2021 г. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2021. С. 393.

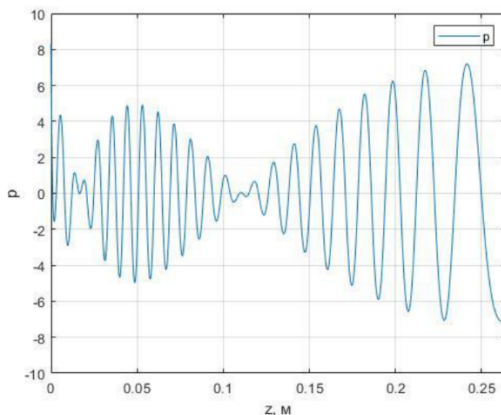


Рис. 2

СРАВНЕНИЕ АНАЛИТИЧЕСКИХ И ЧИСЛЕННЫХ РЕШЕНИЙ ЗАДАЧИ ОБНАРУЖЕНИЯ ДОННЫХ ДИСКРЕТНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ АКУСТИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ

Е.М. Гвоздков¹⁾, И.Ю. Грязнова¹⁾, М.С. Лабутина²⁾, И.В. Седунов¹⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ НИУ ВШЭ

В данной работе исследуется обратное рассеяние акустических волн на дискретных случайных неоднородностях, расположенных на плоском звукопрозрачном дне. Показано, как наличие корреляции в распределении конкреций, а также распределение донных неоднородностей по размерам влияет на характеристики обратного рассеяния. Используя случайные реализации распределения неоднородностей на подстилающей их поверхности, было проведено численное моделирование обратного рассеяния акустических волн при различном числе реализаций. На рис. 1 проведено сравнение результатов численного моделирования и аппроксимирующей аналитической зависимости нормированной средней интенсивности обратного рассеяния от относительной площади дна, занятого рассеивателями.

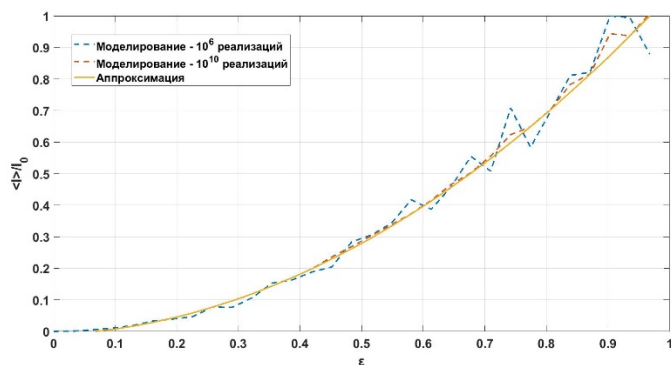


Рис. 1

Результаты численного моделирования показывают, что для достаточно большого количества реализаций (1010) наблюдается почти точное сходство с теоретической зависимостью [1]. Заметим, что предыдущие рассуждения касались случая хаотического и в среднем равномерного расположения неоднородностей на плоскости. Однако исследования показывают, что расположение рассеивателей в океане можно считать равномерным и статистически независимым лишь в первом приближении [2]. При учете группировки частиц возникает коллективная составляющая, влияющая на среднюю интенсивность обратного рассеяния.

Наличие корреляции взаимного расположения неоднородностей вносит значительный вклад в значение среднего квадрата эффективного коэффициента отражения по

сравнению со случаем хаотического расположения рассеивателей на плоскости дна. Численное моделирование процессов обратного рассеяния на дискретных неоднородностях при учете их группировки также показало изменение интенсивности обратного рассеяния при изменении отношения апертуры антенны D к радиусе корреляции взаимного расположения частиц ρ_0 .

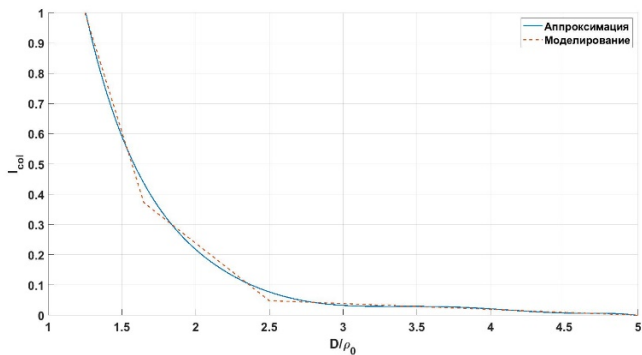


Рис. 2

На рис. 2 продемонстрировано сравнение численных и аналитических результатов для коллективной составляющей средней интенсивности обратного рассеяния акустических сигналов. Из рисунка видно, что при масштабах скоплений рассеивателей порядка трети апертуры преобразователя и более, коллективными эффектами рассеяния пренебрегать нельзя. Таким образом, аналитическая модель в приближении однократного рассеяния достаточно точно совпадает с результатами численного эксперимента по вычислению средней интенсивности акустических сигналов, рассеянных на совокупности дискретных, случайным образом расположенных на плоском звукопрозрачном дне, неоднородностей, аппроксимируемых сферическими абсолютно жесткими частицами одинакового размера.

Исследование выполнено в рамках реализации программы стратегического академического лидерства "Приоритет 2030" (проект ННГУ №Н-492-99).

- [1] Гурбатов С.Н., Грязнова И.Ю., Иващенко Е.Н. // Акустический журнал, 2016. Т 62. С. 203.
- [2] Гвоздков Е.М., Грязнова И.Ю. // В кн.: Тр. XXIV научной конференции по радиофизике, секция Акустика – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2021. С. 312.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРА ДИСПЕРСИИ СДВИГОВЫХ ВОЛН (SWD) ДЛЯ ФАНТОМОВ МЯГКИХ БИОЛОГИЧЕСКИХ ТКАНЕЙ

П.С. Ампилов, И.Ю. Демин, А.Е. Спивак

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Метод эластографии сдвиговой волной (SWE) позволяет измерять жесткость тканей и отображать результаты измерений в режиме реального времени [1]. Согласно обзорам научной литературы SWE является быстрым и эффективным методом оценки фиброза печени. Вместе с тем у этого метода есть и определенные ограничения в тех случаях, когда пациент страдает воспалением или стеатозом [2].

Основной причиной этого является то, что в используемых алгоритмах количественной оценки жесткости печени не учитывается вязкость тканей. В действительности ткань печени является вязкоупругой средой, в которой распространение сдвиговых волн зависит как от упругих свойств, так и от вязкости. Сообщается, что такие заболевания печени, как неалкогольный стеатогепатит (NASH), неалкогольная жировая болезнь печени (NAFLD) и острый гепатит, приводят к увеличению вязкости тканей печени, что может повлиять на оценку их жесткости. Раннее обнаружение и лечение острого гепатита и жировой болезни печени дает шанс на то, чтобы обратить патологическое перерождение тканей. Таким образом, учет вязкости тканей при ранней диагностике является чрезвычайно важным фактором [2].

Целью данной работы является реализация метода учета вязкости тканей при проведении эластографии сдвиговой волной (SWE) для возможности раннего обнаружения и лечения некоторых заболеваний печени.

В данной работе реализован метод Shear Wave Dispersion (SWD) [3] для оценки параметра дисперсии сдвиговых волн, который связан с вязкими свойствами тканей при диффузных заболеваниях печени, и приводится численный анализ результатов измерений фантома CIRS на акустической системе Verasonics методом эластографии сдвиговой волной.

Расчет параметра SWD включает в себя четыре этапа:

- 1) Получение смещения частиц ткани, вызванного сдвиговой волной, в нескольких точках регистрации данных;
- 2) Смещение в каждой точке преобразуется из временной области в частотную посредством преобразования Фурье для оценки изменения фазы в сдвиговой волне на нескольких частотах;
- 3) Скорость сдвиговой волны $c_s(\omega)$ рассчитывается по формуле

$$c_s(\omega) = \omega \frac{\Delta L}{\Delta\vartheta(\omega)}, \quad (1)$$

где $\Delta\vartheta(\omega)$ – изменение фазы на пройденном расстоянии ΔL между двумя точками измерения в направлении распространения сдвиговой волны;

- 4) По углу наклона скоростей определяется значение параметра SWD.

Программная реализация метода SWD была использована при анализе вязкоупругих характеристик калиброванного полимерного фантома CIRS MODEL 049 ELASTICITY QA PHANTOM – SPHERICAL, содержащего в себе сферы разного радиуса с определенным значением модуля Юнга. Фантом был выбран с включениями в виде сфер, потому что они представляют наибольший интерес с медицинской точки зрения. Фантом заполнен твердым эластичным гидрогелем Zerdine.

Измерения смещений частиц, вызываемых сдвиговой волной, в исследуемом фантоме были выполнены на акустической системе Verasonics с открытой архитектурой, который расположен в лаборатории «МедЛаб» кафедры акустики. Ниже приведены результаты вычисления скорости сдвиговой волны параметра SWD для включений полимерного фантома CIRS 049: для малой сферы – тип 1 (рис. 1), для малой сферы – тип 2 (рис. 2).

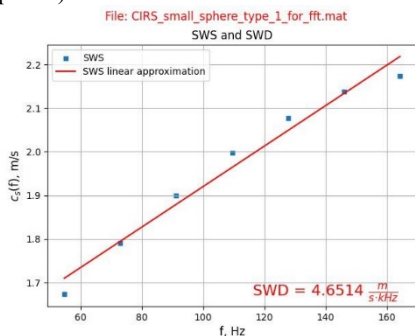


Рис. 1

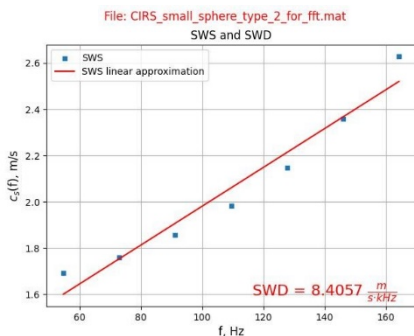


Рис. 2

В работе [4], опубликованной в журнале *Ultrasound in Medicine & Biology*, с использованием УЗИ экспертной системы Canon Aplio i800 (Canon Medical Systems, Япония), были измерены вязкоупругие свойства (скорость сдвиговой волны и параметр SWD) четырех сертифицированных гомогенных фантомов с изотропной эластичностью (фантом фиброза печени с поперечной волной – модель 039 CIRS). Эти фантомы имеют одинаковые упругие свойства в любом месте (однородные) и в любом направлении распространения волны (изотропные). Все фантомы заполнены твердым эластичным гидрогелем Zerdine, имеют цилиндрическую форму, диаметр 10 см и высоту 12 см. Упругие свойства фантомов охватывает диапазон нормальной и циррозной печени со значениями модуля Юнга 3,7 кПа (фантом P1), 12 кПа (P2), 25 кПа (P3) и 44 кПа (P4).

В таблице приведено сопоставление описанных выше физических измерений фантома 039 CIRS с полученными нами результатами измерений фантома 049 CIRS (значения скоростей сдвиговых волн в фантоме 049 CIRS измерены системой Verasonics).

Фантом 039 CIRS	Скорость сдвиговой волны, м/с	Параметр SWD, м/с/кГц	Фантом 049 CIRS	Скорость сдвиговой волны, м/с	Параметр SWD, м/с/кГц
P1	0.83 ± 0.05	7.05 ± 1.28	Сфера 1	1.46	4.65
P2	1.47 ± 0.05	10.38 ± 0.71	Сфера 2	1.83	8.41
P3	2.46 ± 0.16	18.65 ± 3.62	Сфера	2.63	17.85
P4	2.46 ± 0.16	26.07 ± 8.29	Сфера 3	3.25	24.33

Одним из выводов статьи [4] является то, что в целом параметр SWD показал в два-три раза большую изменчивость, чем скорость сдвиговой волны SWS. Это же подтверждается и результатом численного определения параметра SWD, который более изменчив чем упругие свойства различных сфер фантома 049 CIRS, что будет служить дополнительным диагностическим биомаркером для описания вязких и упругих свойств мягких тканей.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (государственное задание № FSWR-2023-0031).

- [1] Руденко О.В., Сафонов Д.В., Демин И.Ю., Рыхтик П.И., Андреев В.Г., Гурбатов С.Н., Романов С.В. // В кн.: Эластография сдвиговой волны: анализ клинических примеров. / Ред. А.В. Борсуков. – Смоленск: Изд-во Смоленская городская типография, 2017. С. 8.
- [2] Демин И.Ю., Рыхтик П.И., Спивак А.Е., Сафонов Д.В. // Современные технологии в медицине. 2022. Т. 14. № 5. С. 5.
- [3] Sugimoto K., Moriyasu F., Oshiro H., Takeuchi H., Yoshimasu Yu., Kasai Y., Itoi T. // Ultrasonography. 2020. Vol. 39, No. 1. С. 3.
- [4] Martiartu K., Nambiar H., Kirchner I., Paverd C., Cester D., Frauenfelder T., Ruby L., Rominger M. // Ultrasound in Med. & Biol. 2021. Vol. 47, No. 12. P. 3529.

Секция «Акустика»

Заседание секции проводилось 25 мая 2023 г.
Председатель – С.Н. Гурбатов, секретарь – А.А. Хилько.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXVII научной конференции по радиофизике

**СЕКЦИЯ
«МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
ПРОЦЕССОВ И СИСТЕМ»**

Председатель – А.А. Дубков, секретарь – А.А. Харчева.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА ГРАФОВ СВЯЗЕЙ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОПТИМАЛЬНЫХ УЗЛОВ ТРЕНИЯ С МИНИМИЗАЦИЕЙ ПОТЕРЬ ЭНЕРГИИ

А.М. Архиреев

Институт проблем машиностроения РАН

Метод графов связей является обобщением методов моделирования триботехнических систем. Он заключается в многомерном энергетическом представлении системы трения. Этот метод позволяет обеспечить переход от физического моделирования деталей и устройств к аналитическим и числовым результатам. Метод учитывает все возможные потоки энергии в системе.

Главное преимущество метода графов связей – возможность определить динамические реакции без составления уравнений состояния. Основная цель применения данного метода – определение наилучшего сочетания материалов для узлов трения с наименьшими потерями энергии. Метод позволяет определить наилучшую комбинацию формализованных звеньев узлов трения (материалов, смазки, площади контакта, напряжений и пр.).

Введение

Метод графов, предложенный Пейнтером [1], является разделом дискретной математики – теории графов. Граф — это множество вершин, которые соединяются множеством ребер [2]. Пример графа изображен на рис. 1. Теория графов применяется для задач нахождения упорядочения объектов, то есть, является одним из методов решения комбинаторных задач. Анализ таких задач существенно отличается от классических методов анализа поведения систем с помощью уравнений.

Графы задаются: матрицей смежности, матрицей инцидентности, списком дуг, массивом окрестностей вершин по выходам и входам графа.

Матрицей смежности M^{cm} графа называется матрица, имеющая размерность $P \times P$, каждый элемент m_{ij}^{cm} которой определяется следующим образом:

$$m_{ij}^{cm} = \begin{cases} 1, & \text{если между } i\text{-ой и } j\text{-ой вершиной есть дуга} \\ & \text{в направлении от вершины } i \text{ к вершине } j; \\ 0, & \text{если от вершины } i \text{ к вершине } j \text{ дуги нет.} \end{cases} \quad (1)$$

Специфичность матрицы смежности является характерной особенностью задач по оптимизации. Эти структурные особенности определяются соотношением между числом нулевых и ненулевых элементов матрицы. Плотность заполнения такой матрицы ненулевыми элементами для многих задач не превышает нескольких процентов [3]. Наиболее полный обзор матричных методов решения задач на комбинаторику представлен в работах [4, 5].

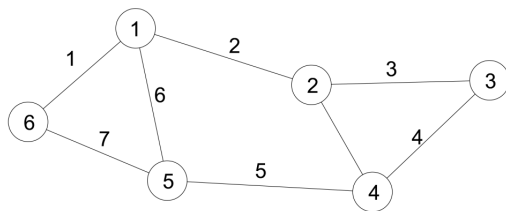


Рис. 1

Применения графов в системе трения

Задание графа с помощью матрицы смежности является наиболее подходящим для поставленной задачи. В качестве системы трения рассматривается редуктор, кинематическая схема которого приведена на рис. 2. Узлы трения, пронумерованные на рисунке, представляют собой подшипники (поз. 2, 5), шестерни (поз. 3, 4), входной и выходной валы системы (поз. 1, 6). Постановка задачи заключается в следующем: подобрать узлы трения таким образом, чтобы при работе редуктора потери на трение были минимальными. Граф элементов проектируемой системы трения, где есть возможность выбора между типами подшипников и шестерней представлен на рис. 3.

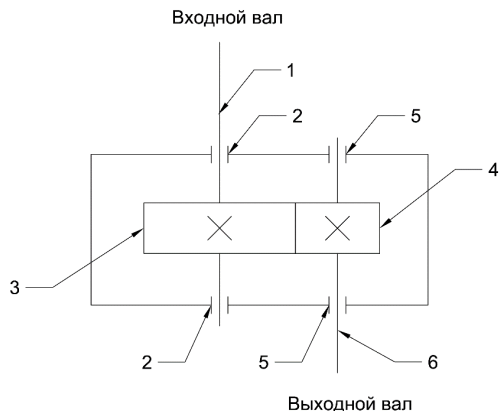


Рис. 2

Граф является ориентированным, то есть всем его ребрам (дугам) присвоено направление [6]. Ориентированность графа необходима, поскольку в данной системе имеется жесткая последовательность узлов трения (вершин графа).

Матрицу смежности можно построить, используя формулу (1). В ячейках матрицы единицами обозначают наличие механической связи между деталями, нули обозначают отсутствие трения между соответствующими частями, а кодировки «10» указывают на отсутствие механической связи и в дальнейшем исключаются из расчета.

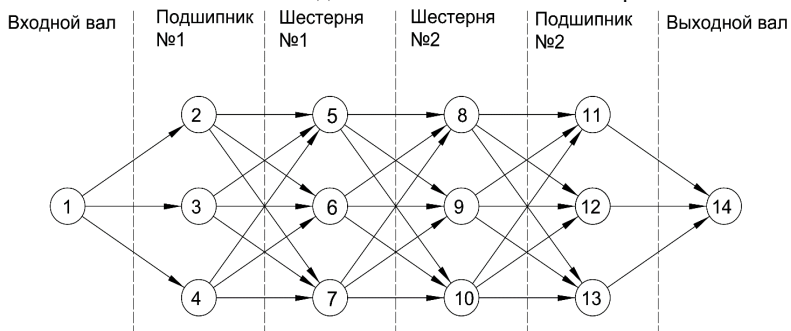


Рис. 3

Применение методов комбинаторики для определения звеньев узла трения

Для нахождения наилучшего сочетания материалов для узлов системы трения применяются различные методы комбинаторики. Они заключаются в анализе всех

комбинаций и определении последовательности по определенному критерию. В данном случае этим критерием будут потери энергии на трение.

Известно, что потери энергии на трение прямо пропорционально зависят от силы трения, а значит и от коэффициента трения [7]. Согласно энергетической теории, энергия, затрачиваемая на преодоление сил трения, затрачивается на генерацию теплоты [8]. Имея представление о потерях энергии между узлами системы, можно построить матрицу потерь, которая будет демонстрировать общую картину всех потерь энергии при всех возможных вариантах комбинаций звеньев системы трения.

Комбинация с минимальной энергией потерь будет искомым оптимальной последовательностью.

Для построения матрицы потерь необходимо иметь представление о коэффициентах трения между трущимися частями системы. Матрица потерь приведена на рис. 4.

			Входной вал				Подшипник №1			Шестерня №1			Шестерня №2			Подшипник №2			Выходной вал
			Сталь	Шариковый радиальный однорядный	Роликовый радиальный	Шариковый упорный	Сталь 40X	Чугун	Бронза	Сталь 40X	Чугун	Бронза	Шариковый радиальный однорядный	Роликовый радиальный	Шариковый упорный	Сталь			
			1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14			
Входной вал	Сталь	1	-	1,8	1,32	1,56	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-			
Подшипник №1	Шариковый радиальный однорядный	2	-	-	-	-	0	0	0	-	-	-	-	-	-	-			
	Роликовый радиальный	3	-	-	-	-	0	0	0	-	-	-	-	-	-	-			
	Шариковый упорный	4	-	-	-	-	0	0	0	-	-	-	-	-	-	-			
Шестерня №1	Сталь 40X	5	-	-	-	-	-	-	-	48	8,4	420	-	-	-	-			
	Чугун	6	-	-	-	-	-	-	-	8,4	180	360	-	-	-	-			
	Бронза	7	-	-	-	-	-	-	-	420	360	600	-	-	-	-			
Шестерня №2	Сталь 40X	8	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	0	0	0	-			
	Чугун	9	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	0	0	0	-			
	Бронза	10	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	0	0	0	-			
Подшипник №2	Шариковый радиальный однорядный	11	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	1,8			
	Роликовый радиальный	12	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	1,32			
	Шариковый упорный	13	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	1,56			
Выходной вал	Сталь	14	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-			

Рис. 4

Целевой функцией поиска решений будут выступать общие потери на трение. Перебирая все возможные последовательности программными методами, поиск заканчивается при достижении минимального значения потерь энергии на трение.

Результаты для наглядности можно изобразить в виде графа, приведенном на рис. 5. Этот граф является частным случаем графа, приведенном на рис. 2. Он демонстрирует оптимальную комбинацию элементов узла трения, при которой энергетические потери на трение будут минимальными.

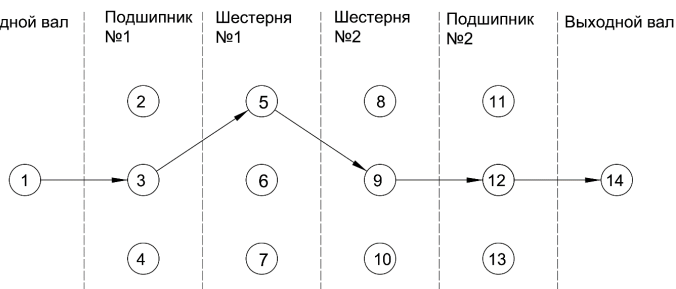


Рис. 5

Заключение

Таким образом, применяя метод графов можно решать задачи по выбору узлов трения и их элементов, если имеется большой объем данных. При наличии библиотек с элементами узлов трения и их характеристиками методом графов можно получать информацию об энергетических потерях на трение, а также автоматически выбирать сочетания контактирующих и смазывающих материалов или конструктивных решений, определяемых площадью контакта при заданных напряжениях.

- [1] Paynter H.M. Analysis and design of engineering systems: class notes for MIT course 2.751. – Cambridge, Mass.: M.I.T. Press, 1960, 303 p.
- [2] Рогов А.Ю. Графовые методы анализа в дискретной математике. – СПб: СПбГТИ(ТУ), 2012, 88 с.
- [3] Лэсдон Л.С. Оптимизация больших систем. – М.: Наука, 1975.
- [4] Pollack M., Wieberson W. // Operation Res. 1960. Vol. 8, No. 2. P. 224.
- [5] Юдин Д. Б., Гольдштейн Е. Г. Линейное программирование (теория, методы и приложения). – М.: Наука, 1969, 424 с.
- [6] Оре О. Теория графов. – М.: Наука, 1980, 336 с.
- [7] Чихос Х. Системный анализ в трибонике. – М.: Мир, 1982, 351 с.
- [8] Беркович И.И., Громаковский Д.Г. Трибология. Физические основы, механика и технические приложения. Учебник для вузов / И.И. Беркович, Д.Г. Громаковский; Под ред. Д.Г. Громаковского; Самар. гос. техн. ун-г. Самара, 2000. 268 с.

ИЗГИБНЫЕ КОЛЕБАНИЯ БАЛКИ В СИСТЕМЕ С ДВУХПАРАМЕТРИЧЕСКИМ УПРУГИМ ОСНОВАНИЕМ ПРИ НАЛИЧИИ ДВИЖУЩЕЙСЯ НАГРУЗКИ

В.И. Ерофеев, Е.Е. Лисенкова, И.С. Царев

Институт проблем машиностроения РАН

Динамическому поведению упругих систем с движущимися нагрузками уделено достаточно внимания в литературе, что связано с широким практическим применением [1-6]. Известно [4, 6], что при движении высокоскоростных нагрузок по упругим направляющим в последних возникают колебания в виде волн деформаций, давление которых дает основной вклад в сопротивление движению. Ниже исследуются динамические процессы в балке, лежащей на обобщенном упругом основании, с движущимся объектом, являющимся носителем источника колебаний, которые, так или иначе, связаны с эффектами волнообразования. Проведенное сопоставление различных моделей упругого основания в одномерном случае показывает, что речь идет об одной обобщенной модели упругого основания. Таким образом, обобщенную модель упругого основания справедливо называть моделью Вигхардта – Кармана – Филоненко-Бородича – Пастернака – Власова – Леонтьева – Рейсснера – Хетены. Обобщенную модель упругого основания называют двухкоэффициентной, двухпараметрической, но чаще всего – моделью Пастернака.

Постановка и решение задачи о действии подвижной нагрузки на балку, лежащую на обобщенном упругом основании

Рассмотрим систему, состоящую из направляющей, вдоль которой по неизвестному закону $x = l(t)$ движется объект, обладающий моментом инерции I_0 и массой m , на который действует переменная сила $P(t)$. Взаимообусловленное динамическое поведение балки и движущегося по ней объекта описывается системой уравнений

$$u_{tt} + \alpha^2 u_{xxxx} - c_{II}^2 u_{xx} + \omega_0^2 u = 0, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} u(x = l(t) + 0, t) &= u(x = l(t) - 0, t) = u(l(t), t) = u_0(t), \\ u_x(x = l(t) + 0, t) &= u_x(x = l(t) - 0, t) = u_x(l(t), t) = w_0(t), \end{aligned} \quad (2)$$

$$I_0 \ddot{w}_0 = IE[u_{xx}], \quad (3)$$

$$m \ddot{u}_0(t) = -\rho F[\alpha^2 u_{xxx} - c_{II}^2 u_x - \dot{l}u_t] + P(t), \quad (4)$$

$$\begin{aligned} m \ddot{l} &= F_{pr} + Q, \quad F_{pr} = -\frac{1}{2} \rho F [u_t^2 + \alpha^2 u_{xx}^2 + c_{II}^2 u_x^2 - \omega_0^2 u^2 \\ &\quad - 2\alpha^2 u_x u_{xxx} + 2\dot{l}u_x u_t]. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь квадратные скобки означают разность предельных значений стоящих в них величин справа и слева от движущейся границы $w_0(t)$ – поперечное смещение и угол поворота объекта; $\alpha = \sqrt{IE/\rho F}$; $c_{II} = \sqrt{h_2/\rho F}$; $\omega_0 = \sqrt{h_1/\rho F}$ – наименьшая частота возбуждаемых в балке волн; F_{pr} – давление волн; Q – внешняя сила. Для полноты постановки задачи следует задать начальные условия и потребность ограниченность значений $u(x, t)$ при $x \rightarrow \pm\infty$.

Предполагаем, что балка является бесконечной, а движение равномерным и, используя разработанный подход к исследованию подобного рода задач, будем искать установившееся решение слева ($x < Vt$) и справа ($x > Vt$) от движущейся нагрузки в форме бегущей гармонической волны:

$$Ae^{i(\omega t - kx)} \quad (6)$$

Тогда задача определения частот, волновых чисел возбуждаемых волн и критических скоростей движения нагрузки, часто называемая задачей кинематики волн, сведется к решению дисперсионного уравнения:

$$-\omega^2 + \alpha^2 k^4 + c_{II}^2 k^2 + \omega_0^2 = 0 \quad (7)$$

совместно с кинематическим инвариантом [4]:

$$\omega - Vk = \Omega, \quad (8)$$

выражающим равенство фаз излучаемых волн в точке, где находится движущейся источник возмущений частоты Ω . В случае постоянной силы ($\Omega = 0$) кинематический инвариант запишется в виде $\omega - kV = 0$. Одним из основных вопросов при исследовании динамического поведения направляющих под действием движущихся нагрузок является вопрос о критических скоростях. Из условия вырождения корней системы уравнений (7)-(8) получим, что критические скорости движения нагрузки определяются решением уравнения восьмого порядка, которое в безразмерных переменных имеет вид

$$\begin{aligned} & \tilde{V}^8 - \beta^2(4 - \tilde{\Omega}^2)\tilde{V}^6 + \\ & + [-9\tilde{\Omega}^2(4 - \tilde{\Omega}^2) + 3\beta^4(2 - \tilde{\Omega}^2) - 8(1 - \tilde{\Omega}^2)]\tilde{V}^4 + \\ & + \beta^2 [36\tilde{\Omega}^2(1 - \tilde{\Omega}^2) - \beta^4(4 - 3\tilde{\Omega}^2) + 16(1 - \tilde{\Omega}^2)^2]\tilde{V}^2 + \\ & + (1 - \tilde{\Omega}^2)(\beta^4 - 4 + 4\tilde{\Omega}^2)^2 = 0, \end{aligned} \quad (9)$$

где $\tilde{V} = V/\sqrt{\alpha\omega_0}$, $\beta^2 = \frac{c_{II}^2}{\alpha\omega_0}$, $\tilde{\Omega} = \Omega/\omega_0$.

При движении по направляющей тяжелой массы ($P(t)=mg$, $I_0 = 0$) существует только одна критическая скорость, выражение для которой из (9) находится в явном виде $V_* = \sqrt{2\alpha\omega_0 + c_{II}^2}$. Эта скорость совпадает с минимальной фазовой скоростью распространения волн для данной модели (рис. 1) и превышает аналогичную для балки модели Бернулли-Эйлера на винклеровом основании.

На рис. 1 представлены в безразмерном виде зависимости фазовой и групповой скоростей от волнового числа k для различных параметров β ($\beta=0.1; 2; 10$). Видно (рис. 1), что в диапазоне от 0 до 1 для безразмерных волновых чисел, значения фазовых скоростей волн превосходят значения их групповых скоростей, следовательно дисперсия является нормальной. Аномальная дисперсия наблюдается при превышении этого диапазона. Если $c_{II} = \sqrt{2\alpha\omega_0}$, то зависимость групповой скорости от волнового числа линейна (рис. 1б) как для балки модели Бернулли-Эйлера без учета упругого основания.

На рис. 2 представлены изменение прогиба направляющей в системе координат, связанной с движущейся нагрузкой: а) при докритических скоростях 1) $\beta = 0$, $\tilde{V} = 0$, 2)

$\beta = 0, \tilde{V} \neq 0, 3) \beta \neq 0, \tilde{V} = 0, 4) \beta \neq 0, \tilde{V} \neq 0$; б) при закритических скоростях, 1) $\beta = 0, 2) \beta \neq 0$.

Увеличение скорости приводит к более медленному затуханию прогибов с удалением от точки приложения движущегося источника, чем от статической нагрузки (рис. 2а). Как видно, у неподвижной нагрузки или движущейся со скоростью, меньше критической, поле поперечных смещений локализовано около источника и представляет собой суперпозицию спадающих по экспоненте осцилляций. Профиль прогиба под нагрузкой симметричен и экспоненциально падает по мере удаления от нее. Амплитуды волн неограниченно возрастают при критической скорости движения нагрузки, т.е. резонансные условия совпадают с условиями кратности корней задачи кинематики.

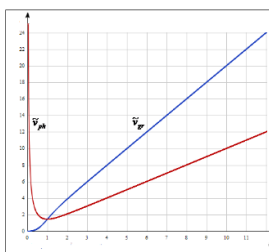


Рис. 1а

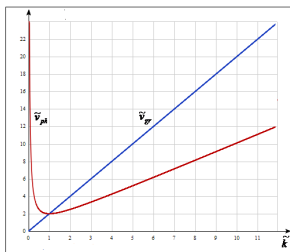


Рис. 1б

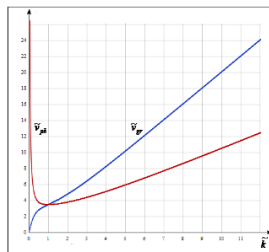


Рис. 1в

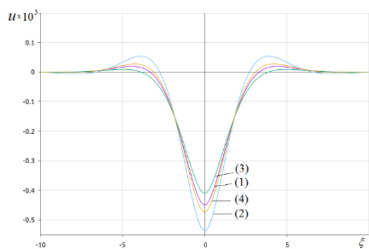


Рис. 2а

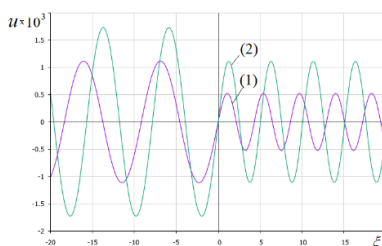


Рис. 2б

Коэффициент затухания нераспространяющейся волны для направляющей, лежащей на обобщенном упругом основании, превосходит аналогичный для балки на винклеровском основании, уменьшаясь с возрастанием скорости. При закритических скоростях движения прогиб в точке приложения силы равен нулю (рис. 2б) для обеих моделей. Источник, движущийся по балке на основании Пастернака, излучает бегущие волны с большими амплитудами, чем по балке на винклеровском основании (рис. 2б).

На основе общего решения задачи получено следующее выражение для давления волн (силы сопротивления движению):

$$F_{pr} = \begin{cases} 0, & V < V_*, \\ -\frac{(mg)^2}{2\rho F\sqrt{(V^2 - c_{II}^2)^2 - 4\alpha^2\omega_0^2}}, & V > V_*. \end{cases} \quad (10)$$

Поскольку собственное поле не оказывает давление на нагрузку, то для $V < V_*$ имеем $F_{pr} \equiv 0$ (рис. 3). Случай $V = V_*$ является «резонансным» значением скорости, сопровождающейся неограниченным ростом F_{pr} .

На рис. 3 первая кривая построена для балки на винклеровом основании, вторая – на основании модели Пастернака. Начиная со скорости $V = V_*$ (как было сказано выше), в системе происходит излучение волн по две слева и справа от нагрузки, бегущих в $+x$ направлении, подобно эффекту Вавилова-Черенкова, оказывая давление на нагрузку. Видно, что при $V > V_*$ сила давления волн F_{pr} всегда направлена против движения (тормозящая).

Заметим, что рассмотренная задача дополняет цикл исследований проблем волновой динамики и устойчивости движения высокоскоростных объектов по рельсовым направляющим ракетного трека [7] методическим и расчетным сопровождением при постановке экспериментов по высокоскоростному разгону полезной нагрузки.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 20-1900613).

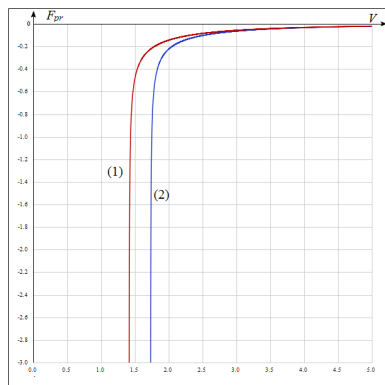


Рис. 3

- [1] Филиппов А.П. Колебания деформируемых систем. — М.: Машиностроение, 1970, 734 с.
- [2] Fryba L. Vibration of Solids and Structures under Moving Loads. — Prague: Academia, 1972, 484 p.
- [3] Филиппов А.П., Кохманюк С.С., Воробьев Ю.С. Воздействие динамических нагрузок на элементы конструкций. — Киев: Наукова думка, 1974, 176 с.
- [4] Весницкий А. И. Волны в системах с движущимися границами и нагрузками — Москва: Физматлит, 2001, 320 с.
- [5] Иванченко И.И. Динамика транспортных сооружений: высокоскоростные подвижные, сейсмические и ударные нагрузки. — М: Наука, 2011, 574 с.
- [6] Метрикин А.В., Веричев С.Н., Вострухов А.В. Фундаментальные задачи высокоскоростного наземного транспорта. — Saarbrücken: Lambert Academic Publishing, 2015, 200 с.
- [7] Бутова С.В., Герасимов С.И., Ерофеев В.И., Камчатный В.Г. Устойчивость движения высокоскоростных объектов по направляющим ракетного трека. // Проблемы машиностроения и надежности машин. 2015. № 1. С. 3.

КИНЕТИКА ПРОЦЕССОВ ПОЛИКОНДЕНСАЦИИ В АЭРОЗОЛЕ

В.Б. Федосеев¹⁾, Е.Н. Федосеева²⁾

¹⁾ ИМХ РАН

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Размерные кинетические эффекты в условиях аэрозоля реализуются в природных и технологических процессах, в которых химический синтез происходит непосредственно в каплях. В частности, в технологии нашли применение такие методы как спрей пиролиз [1], аэрозольный проточный реактор [2], аэрозольная фотополимеризация [3], реактивная распылительная сушка [4] и другие. В спрее возникают условия и состояния, не воспроизводимые в макросистемах [5,6], позволяющие формировать материалы с особой структурой, составом и свойствами.

Наблюдаемые в дисперсных системах кинетические эффекты при химических и фазовых превращениях весьма разнообразны и необычны. Например, нами наблюдались неоствальдовское поведение [7, 8] и долговременные аperiodические осцилляции капель при фазовых превращениях газ–раствор–кристалл [9]. В аэрозолях обнаружена сильная нелинейная зависимость времени жизни продуктов озонлиза [10]. Существенное ускорение фотохимических реакций описано в [11]. Реализован быстрый синтез полипептидных частиц в процессе распылительной сушки [4]. Экспериментально воспроизведён размерный кинетический эффект при полимеризации капель мономера в среде, содержащей раствор инициатора [12] и при поликонденсации [13]. Наиболее детально рассмотрена кинетика процессов на поверхности капель при горении и при гетерогенном катализе. Кинетика химических процессов в объёме частиц аэрозоля рассмотрена менее детально.

Особенностью процессов в спрее является связь концентрации летучих компонентов (растворителей, реагентов и продуктов) в капле с составом газовой фазы. Эта взаимосвязь основана на фазовом равновесии между конденсированной и газовой фазой. Равновесные концентрации летучих компонентов определяются равенством их химических потенциалов в сосуществующих фазах, которое выражается в виде законов Рауля и уравнения Кельвина. При этом равновесная концентрация (молярная доля) летучих компонентов в капле радиуса r имеет вид

$$x_k(r) = \frac{P_k}{P_{\infty,k}} \exp\left(-\frac{2\sigma V_k}{rRT}\right) \quad (1)$$

где $P_{\infty,k}$ и P_k – давление насыщенного пара над чистым компонентом и давление растворителя в газовой фазе, σ – поверхностное натяжение, R – газовая постоянная, T – температура. Для реальных растворов в знаменателе появляется коэффициент активности. Если раствор содержит нелетучие компоненты, уравнение (1) определяет размеры равновесных с газовой средой капель [8].

В работе [14] размерный кинетический эффект смоделирован на примере реакции конденсации типа $A + B \rightarrow C + S$, где A , B и C – нелетучие реагенты, S – летучий растворитель. Скорость реакции описывается выражением

$$v = \frac{dc_A}{dt} = -kc_A c_B = -k \frac{n_A}{V(r)} \frac{n_B}{V(r)} \quad (2)$$

где k – константа скорости реакции, c_K и n_K – концентрация (моль/литр) и число молей реагентов в капле, объём капли равен

$$V(r) = \frac{4}{3}\pi r^3 = V_{nv} + \frac{n_{nv}}{1-x_S(r)} x_S(r) V_S, \quad (3)$$

где $n_{nv} = \sum_{nonvolatiles} n_i$ и $V_{nv} = \sum_{nonvolatiles} n_i V_i$ – суммарные число молей и объём нелетучих компонентов в капле, $\frac{n_{nv}}{1-x_S(r)} x_S(r) = n_S$ – число молей растворителя в капле, V_i – мольный объём.

Уравнения (1)–(3) позволяют утверждать, что скорость реакций типа $A + B \rightarrow \dots$ зависит от радиуса капли, причём в каплях она выше, чем в макросистеме.

Формально реакции поликонденсации и конденсации описываются похожими уравнениями $M + P_\nu \rightleftharpoons P_{\nu+1} + S$, где M и P – мономер и полимер, ν – степень полимеризации (длина макромолекулы). Для обратимой реакции скорость является суперпозицией скорости прямой (+) и обратной (–) реакций

$$\begin{aligned} v &= \frac{dc_A}{dt} = v_+ + v_-, & v_+ &= -k_+ \frac{n_M}{V(r)} \frac{n_P}{V(r)}, \\ v_- &= k_- \frac{n_M}{V(r)} \frac{n_S}{V(r)} \end{aligned} \quad (4)$$

здесь рассмотрен вариант, когда растворитель S одновременно является одним из реагентов.

Состав реакционной смеси при полимеризации является функцией степени превращения мономера (конверсии) $\alpha = (n_{ini} - n_M) n_{ini}^{-1}$ и равен $n_M = (1 - \alpha) n_{ini}$, $n_S = \alpha \beta^{-1} n_{ini}$, и $n_S = (1 - \alpha + \alpha \beta^{-1}) \frac{x_S(r)}{1-x_S(r)} n_{ini}$, здесь n_{ini} – исходное число молей мономера, β – средняя степень полимеризации. Объём также становится функцией конверсии

$$\begin{aligned} V(r) &= \frac{4}{3}\pi r^3 = n_{ini} \left(V_M + \alpha (\Delta_P V - V_S) \right. \\ &\quad \left. + \left(1 - \alpha + \frac{\alpha}{\beta} \right) \frac{x_S(r)}{1-x_S(r)} V_S \right) \end{aligned} \quad (5)$$

как и скорости прямой и обратной реакций

$$v_+ = -k_+ n_{ini}^2 \frac{\alpha(1-\alpha)}{\beta V(r)^2}, \quad v_- = k_- n_{ini}^2 \frac{\alpha \left(1 - \alpha + \frac{\alpha}{\beta} \right) x_S(r)}{\beta V(r)^2 (1-x_S(r))}. \quad (6)$$

Можно видеть, что влияние радиуса на скорости прямой и обратной реакций отличаются. При этом равновесное состояние $v_+ + v_- = 0$ зависит от размера капли.

Распределение молекул полимера по размерам, полученное на основе теории разбиений [15], связывает среднюю степень полимеризации с конверсией мономера соотношением

$$\beta \approx \sqrt{\alpha n_{ini} N_{Av}}, \quad (7)$$

где N_{Av} – число Авогадро.

Уравнения (1), (5)–(7) позволяют моделировать кинетику процесса. Кинетическая модель построена для реакции поликонденсации молочной кислоты. Для этой реакции

кинетические кривые получены экспериментально в [13] (рис. 1). Необходимые для расчёта характеристики компонентов имеются в справочной литературе.

Результат моделирования приведён на рис. 2. При сопоставлении рис.1 и рис. 2 учтено, что эксперимент не позволяет наблюдать состояния каплей до начала фотофиксации (закрашенная область на рис. 2).

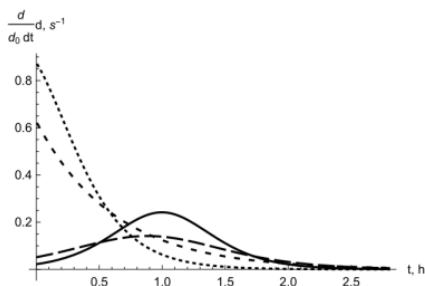


Рис. 1

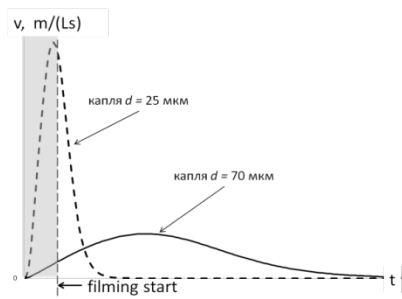


Рис. 2

С увеличением размера каплей максимальная скорость падает, максимум достигается за большее время, и в пределе $r \rightarrow \infty$ реакция поликонденсации в макросистеме не происходит. В промышленности получение ПЛА (полилактид) требует высоких ($\sim 150^\circ\text{C}$), использования катализаторов, принудительного удаления воды.

Размерные кинетические эффекты кроме очевидного применения при производстве широкого круга функциональных материалов и фармпрепаратов могут представлять интерес при решении фундаментальной проблемы происхождения жизни, расширять условия экспериментов последователей Миллера-Юри.

Работа выполнена в соответствии с государственным заданием ИМХ РАН.

- [1] Leng J. et al. // *Chem. Soc. Rev.* 2019. Vol. 48, No. 11. P. 3015.
- [2] Bernard F. et al. // *J. Aerosol Sci.* 2012. Vol. 43, No. 1. P. 14.
- [3] Suvarli N. et al. // *Polymers.* 2021. Vol. 13, No. 24. P. 4363.
- [4] Glavas L., Odelius K., Albertsson A.C. // *Biomacromolecules.* 2016. Vol. 17, No. 9. P. 2930.
- [5] Lee J.K. et al. // *Proc. Natl. Acad. Sci.* 2019. Vol. 116, No. 39. P. 19294.
- [6] Федосеев В.Б., Федосеева Е.Н. // *Конденсированные среды и межфазные границы.* 2022. № 24(1). С. 101.
- [7] Федосеев В.Б., Федосеева Е.Н. // *ЖТФ.* 2020. Т. 90. № 6 С. 879.
- [8] Федосеев В.Б., Федосеева Е.Н. // *Инженерно-физический журнал.* 2019. Т. 92, № 5. С. 2229.
- [9] Федосеев В.Б., Максимов М.С. // *Письма в ЖЭТФ.* 2015. Т. 101, №. 6. С. 424.
- [10] Qiu J. et al. // *J. Phys. Chem. Lett.* 2019. Vol. 10, No. 19. P. 5748.
- [11] Raula J., Eerikäinen H., Kauppinen E.I. // *Int. J. Pharm.* 2004. Vol. 284, No. 1-2. P. 13.
- [12] Roshchin D.E., Patlazhan S.A., Berlin A.A. // *Eur. Polym. J.* 2023. P. 112002.
- [13] Федосеева Е.Н., Федосеев В.Б. // *Изв. КБГУ.* 2022. Т. 12, № 3. P. 99.
- [14] Федосеев В.Б. // *Письма в ЖТФ.* 2023. Т. 49, № 8. С. 32.
- [15] Федосеев В.Б. // *Вестник ННГУ.* 2000. № 1. С. 146.

ПРОГРАММНАЯ МОДЕЛЬ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ ДИНАМИКИ КАЛЬЦИЯ В АСТРОЦИТАХ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КЛЕТОЧНЫХ АВТОМАТОВ

А.А. Кашина¹⁾, С.Ю. Маковкин¹⁾, М.И. Кривоносов^{1, 2)}

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ИСП РАН

Общие положения

Понимание механизмов обработки информации в мозге является одной из главных и актуальных проблем современной науки. Астроциты регулируют обработку нейрональной информации с помощью изменения концентрации ионов кальция [1]. Несмотря на обширные экспериментальные подходы, недостаточно ясно, каким образом кальций распределяется внутри астроцита [2]. Кальциевые сигналы демонстрируют огромное пространственно-временное разнообразие, механизмы и функции которых недостаточно изучены. Следовательно, создание модели пространственно-временной динамики кальция в астроцитах будет полезно для изучения распространения кальциевых сигналов как внутри отдельной клетки, так и в сети глиальных клеток и, в конечном итоге, для лучшего понимания обработки информации в мозге.

Основной проблемой является решение задачи, связанной с распределением и переносом большого количества вещества внутри клетки - пространственной диффузией со сложными начальными условиями, такая задача не решается в общем виде. Даже небольшое увеличение локальной концентрации кальция, увеличивает вероятность открытия кальциевых каналов, тем самым увеличивая вероятность дальнейшего повышения локальной концентрации кальция [3, 4, 5].

Нетривиальность данной задачи пространственного и временного распределения требует нового подхода, в частности моделирования с использованием клеточных автоматов, что является возможным в связи с существованием компьютеров с высокой степенью параллельности. Клеточные автоматы на данный момент уже широко используются для моделирования диффузионных процессов в изучении и решении нетривиальных проблем гидродинамики [6, 7].

Целью данной работы является моделирование пространственно-временной динамики кальция в астроцитах с использованием клеточных автоматов.

В качестве начальных условий для численных исследований кальциевой динамики в астроцитах, используются данные в виде изображений в градациях серого цвета размером 512x512 пикселей, полученных с помощью микроскопа: начальное распределение вещества в астроците (рис. 1), маска пространственных ограничений (рис. 2), изображение с локализованными источниками (рис. 3).

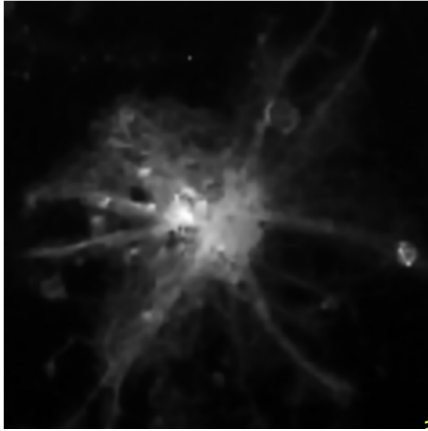


Рис. 1

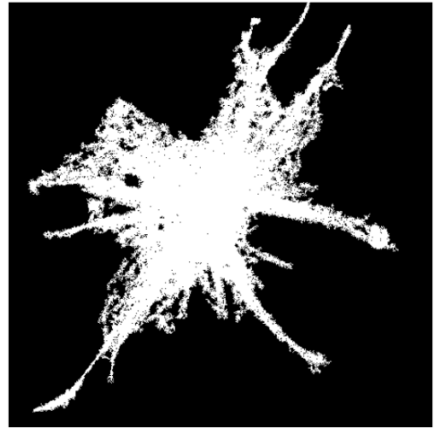


Рис. 2



Рис. 3

В ходе работы был разработан общий алгоритм для моделирования динамики кальция в отдельных астроцитах с использованием клеточных автоматов [8] и численно выявлена область параметров, при которых происходит диффузия кальция в астроцитах. Также проведены вычислительные эксперименты, результаты которых совпадают с данными, полученными в лаборатории Института старения ИББМ ННГУ.

Результатом является компьютерная программа на языке C++, способная моделировать различные кальциевые события и получать пространственно-временные характеристики в виде матриц концентраций в текстовой форме, которые в дальнейшем могут быть преобразованы в изображения и видео.

- [1] Denizot A., Berry H., Venugopal S. // Jaeger D, Jung R (eds) Encyclopedia of Computational Neuroscience. 2020. P. 1.
- [2] Joshi H., Jha B.K. // Mathematical Modelling and Numerical Simulation with Applications. 2021. Vol. 1, No. 2. P. 84.
- [3] Agulhon C., Petracicz J., McMullen A.B., Sweger E.J., Minton S.K., Taves S.R., Casper K.B., Fiacco T.A., McCarthy K.D. // Neuron. 2008. Vol. 59, No. 6. P. 932.
- [4] Roderick H.L., Berridge M.J., Bootman M.D. // Current Biology. 2003. Vol. 13, No. 11. P. R425.
- [5] Zeng S. et al. // Biophysical journal. 2009. Vol. 97. No. 9. P. 2429.
- [6] Губарев С.В., Берг Д.Б., Добряк П.В. // Современные проблемы науки и образования. 2013. № 6. С. 176.
- [7] Mišaišinović M. et al. // Journal of Hydrology. 2019. Vol. 576. P. 652.
- [8] Тоффоли Т., Марголус Н. Машины клеточных автоматов: Пер. с англ. – М.: Мир, 1991, 280 с.

ЗНАЧЕНИЕ ФЛИККЕР-ШУМА ПРИ ОБРАБОТКЕ СИГНАЛОВ В МЕТОДЕ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ

С.В. Казачек¹⁾, Н.Е. Казачек²⁾

¹⁾ ООО «Газпром проектирование»

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Из всех методов неразрушающего контроля метод акустической эмиссии (АЭ) один из самых эффективных способов обнаружения дефектов. В качестве оборудования в методе АЭ используется акустико-эмиссионный измерительный комплекс «Лель»/A-Line 32D (DDM) (далее комплекс «Лель»). Комплекс «Лель» предназначен для проведения неразрушающего контроля и оценки состояния ответственных объектов, подведомственных Ростехнадзору РФ. Целью акустико-эмиссионного контроля является выявление, определение координат и слежение (мониторинг) за источниками АЭ сигналов контролируемых объектов (трубопроводов). Полученная информация после обработки используется для выявления и локализации возможных дефектов в трубопроводе, которые могут привести к экологической катастрофе и человеческим жертвам при их разрушении.

Программа A-Line Stat является дополнительной программой анализа АЭ данных; она предназначена для автоматической кластеризации данных акустической эмиссии. Особенностью данной программы является возможность работы как с импульсами АЭ, так и с осциллограммами.

Основные этапы работы программы:

1. Кластеризация осциллограмм на основании схожести формы спектра. Выделение «кластеров осциллограмм»: а. Разделение осциллограмм, зарегистрированных по разным каналам; б. Кластеризация осциллограмм по схожести формы и спектра.

2. Выделение «пачек» АЭ импульсов, зарегистрированных от одного АЭ события.

3. Кластеризация «пачек» импульсов на основании результатов предварительной кластеризации осциллограмм. Получение «кластеров источников АЭ».

4. Определение характеристик каждого кластера.

После обработки принятых сигналов результаты контроля представляют в виде идентифицированных и классифицированных источников АЭ. При принятии решения по результатам АЭ контроля используют данные, которые должны содержать сведения обо всех источниках АЭ, их классификации и сведения относительно источников АЭ, параметры которых превышают допустимый уровень.

Классификацию источников АЭ выполняют с использованием следующих параметров сигналов: суммарного счета, числа импульсов, амплитуды (амплитудного распределения), энергии, скорости счета, активности, концентрации источников АЭ. В систему классификации также входят параметры нагружения контролируемого объекта и время. Окончательная оценка допустимости выявленных источников АЭ и индикаций осуществляется с использованием измеренных параметров дефектов на основе нормативных методов механики разрушения, методик по расчету конструкций на прочность и других действующих нормативных документов.

Параметры АЭ систем IV класса:

- 1-100 – независимых каналов АЭ,
- 25-500 кГц – полный диапазон частот,

- ФВЧ: 25, 50, 60, 100 кГц – частотные фильтры,
- не более 5мкВ – напряжение (эф.) шума, приведенное к входу,
- 120 ДБ – амплитудный динамический диапазон,
- 4000-10 000 с. – максимальная скорость регистрации в канале событий,
- 1-84 с шагом 0,1-1 ДБ – диапазон регулировки,
- 1-64000 мкс – диапазон установки ИКП, ИКД, ИКК,
- автоматический контроль ПАЭ,
- регистрация сигнала в каждом канале,
- от 4 на систему до 3-х на канал – число параметрических входов,
- портативный, промышленный компьютер,
- Windows – программа сбора данных,
- универсальная программа.

Совершенно очевидно, приведённая как пример аппаратура обладает надёжностью, быстродействием, удобством в использовании. Тем не менее организации, осуществляющие мониторинг магистральных газопроводов отказались от использования данного комплекса и комплексов такого уровня. Известно, что сам метод АЭ имеет ограничения в применении:

- 1) сложность выделения сигналов АЭ;
- 2) высокая стоимость аппаратуры;
- 3) дискриминация локализации;
- 4) многое другое [1].

Метод АЭ – это помехозависимый метод, который, несмотря на внедрение в инженерную практику прецизионных измерительных усилителей, а также цифровую обработку сигналов с помощью специальных программ с использованием методов математического анализа, не находит должного использования в объеме РФ. Одной из важнейших проблем акустико-эмиссионного контроля является снижение шумов в акустическом сигнале. Отношение сигнал/шум – безразмерная величина, равная отношению мощности полезного сигнала к мощности шума: $ОСШ = P_{\text{сигнал}} / P_{\text{шум}} = A_{\text{сигнал}}^2 / A_{\text{шум}}^2$, где P – средняя мощность сигнала, A – среднеквадратичное значение амплитуды. Оба сигнала измеряются в полосе пропускания системы. Обычно отношение сигнал/шум выражается в децибелах. Чем больше это отношение, тем менее шум влияет на характеристики системы. Шумы разделяют на естественные и технические, аддитивные и мультипликативные. Естественными называют шумы, вызванные фундаментальными физическими причинами, например диссипацией энергии, дискретностью заряда. К техническим относят шумы, вызванные несовершенством технологии изготовления приборов. Исторически техническим шумом называли фликкерный шум, довольно специфический тип шума. Аддитивным называют шум, статистические характеристики которого не зависят ни от напряжения, приложенного к прибору, ни от протекающего через прибор тока. Тепловой шум, выделяющийся на резисторе, является аддитивным шумом. Этот шум всегда присутствует на выводах резистора. Под мультипликативным понимают шум, вызванный флуктуациями параметров элемента, и проявляется при приложении напряжения к этому элементу, либо пропусканием через него электрического тока [2]. Шумы представляют собой случайные процессы и для их описания нужны статистические характеристики, такие как функция корреляции и спектр мощ-

ности шума и др. Рассмотрим фликкерный шум, который, на наш взгляд, 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 $\langle x_n^2 \rangle_f$ 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

$$\langle x_n^2 \rangle_f = A/f^\gamma \quad (1)$$

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 единицы, 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, генерация и рекомбинация носителей заряда в транзисторах и т.п. Кроме того фликкер-шум присутствует во всех сферах жизнедеятельности: музыке, биологии, химии, биологии, экономики, социологии. Фликкерные флуктуации обнаружены в длительности обращения Земли вокруг своей оси. При многочисленных исследованиях низкочастотного шума, при его многообразии, природа его до конца не изучена. Определенный интерес имеет проявление фликкер-шума 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 $\langle x_n^2 \rangle_f$ и f в двойном логарифмическом масштабе.

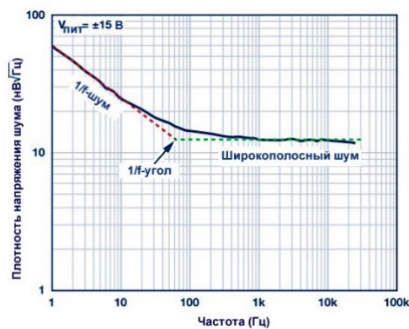


Рис.

На рисунке 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. Для напряжения низкочастотного шума стандартным параметром является размах шума в полосе от 0,1 Гц до 10 Гц. С помощью значений угла 1/f- излома можно выбрать оборудование для метода АЭ при мониторинге трубопровода, где «сигнал/шум», будет наибольшей.

Интересен тот факт, что график спектральной плотности напряжения шума по внешнему виду совпадает с графиком кривой усталости, где устанавливается зависимость между пределом выносливости и числом циклов наработки [4]. 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.

В заключении можно сделать вывод: 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.

В настоящее время развивается область наноэлектроники, связанной с разработкой полупроводниковых приборов с квантово-размерными структурами. Предполагается, что такие приборы из-за малых размеров активной области должны обладать сравнительно небольшим количеством подвижных дефектов, которые производят 1/f-шум. Изучение шумов, в большей степени фликкерного-шума, является важной задачей специалистов, осуществляющих контроль работы магистральных газопроводов. С улучшением прецизионной аппаратуры в мониторинг контроля сложных объектов таких как магистральные газопроводы все больше будут применяться методы АЭ, как надежного, информативного и в экономическом плане приемлемом варианте.

- [1] Казачек Н.Е., Казачек С.В. // Обозрение прикладной и промышленной математики. 2015. Т. 22, № 5. С. 585.
- [2] Якимов А.В. Физика шумов и флуктуация параметров. Электронное учебное пособие. – Нижний Новгород, 2013. 108 с.
- [3] Hooge F.N. // IEEE Transactions on Electron Devices. 2004. Vol. 41. P. 11.
- [4] Казачек Н.Е. Оценка усталостной долговечности рессор автомобиля с учетом фреттинг-износа: дис. канд. техн. наук: 05.05.03 / Казачек Нина Егоровна – Н. Новгород, 2000. 163 с.

МОДЕЛЬ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИФФУЗИИ И УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ВАН-ДЕР-ВААЛЬСА

А.Е. Китаев

АО «ННПО имени М.В.Фрунзе»

Введение

В 2019 году в докладе [1] автором было рассмотрено нелинейное диффузионное уравнение, одно из решений которого может описать фазовый переход первого рода. Последовательность действий при записи этого уравнения может быть следующей.

Первый шаг: для неизвестной величины n (концентрации частиц) задается алгебраическое уравнение 3-й степени (с пока неуточненными коэффициентами)

$$a_0 n^3 + b_0 n^2 + c_0 n + d_0 = 0. \quad (1)$$

Второй шаг: уравнение (1) записывается через свои корни n_1, n_2, n_3 , причем корень n_1 считается наименьшим, а n_3 – наибольшим (если существуют 3 действительных корня):

$$a_0(n - n_1)(n - n_2)(n - n_3) = 0. \quad (2)$$

После перемножения получим

$$a_0(n^3 - n^2(n_1 + n_2 + n_3) + n(n_1 n_2 + n_1 n_3 + n_2 n_3) - n_1 n_2 n_3) = 0. \quad (3)$$

Третий шаг: записывается дифференциальное уравнение диффузии в следующем виде (с добавлением полинома из уравнения (3), деленного на $a_0(n_1 n_2 + n_1 n_3 + n_2 n_3)$):

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \Delta n - \frac{1}{\tau} \left(\frac{n^3}{n_1 n_2 + n_1 n_3 + n_2 n_3} - \frac{n^2(n_1 + n_2 + n_3)}{n_1 n_2 + n_1 n_3 + n_2 n_3} + n - \frac{n_1 n_2 n_3}{n_1 n_2 + n_1 n_3 + n_2 n_3} \right). \quad (4)$$

Здесь n – концентрация (как и выше), D – коэффициент диффузии, τ – постоянная времени. Это уравнение можно записать в менее громоздкой форме:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \Delta n - \delta(n - n_1)(n - n_2)(n - n_3), \quad (5)$$

где

$$\delta = \frac{1}{\tau(n_1 n_2 + n_1 n_3 + n_2 n_3)}. \quad (6)$$

Уравнение (5) имеет следующее одномерное решение:

$$n = \frac{n_1 + n_3 \exp\left(s\sqrt{\frac{\delta}{2D}}(n_1 - n_3)(x - x_0 - ts\sqrt{2D\delta}\left(\frac{n_1 + n_3}{2} - n_2\right))\right)}{1 + \exp\left(s\sqrt{\frac{\delta}{2D}}(n_1 - n_3)(x - x_0 - ts\sqrt{2D\delta}\left(\frac{n_1 + n_3}{2} - n_2\right))\right)} \quad (7)$$

В этой формуле $s = \pm 1$, x_0 – любое число. Данное решение соответствует движущемуся вдоль оси x переходу между фазами. При удалении от границы раздела концентрация частиц в одной фазе стремится к величине n_1 (это, напомним, наименьший корень), концентрация в другой фазе – к величине n_3 .

Возникает вопрос: какие значения могут иметь коэффициенты уравнений (1) и (5)?

Методика

Так как речь в данной задаче идет не о распространении в среде некоторой инородной примеси, а о динамике среды однородного химического состава, можно предположить, что величина D соответствует коэффициенту самодиффузии.

Далее вспомним одно из уравнений состояния реального газа - уравнение Ван-дер-Ваальса, записанное через молярный объем [2]:

$$\left(p + \frac{a}{V_m^2}\right)(V_m - b) = RT. \quad (8)$$

В этом выражении p – давление, T – температура, R – газовая постоянная, V_m – молярный объем. Величину, обратную молярному объему, можно записать так:

$$\frac{1}{V_m} = \frac{\rho}{\mu} = n \frac{m_0}{\mu}. \quad (9)$$

Здесь μ – молярная масса вещества среды, ρ – ее плотность, m_0 – масса одной частицы, n – концентрация.

Разделим уравнение (8) на V_m .

$$\left(p + \frac{a}{V_m^2}\right)\left(1 - \frac{b}{V_m}\right) = \frac{RT}{V_m}. \quad (10)$$

Теперь учтем выражение (9). Тогда

$$\left(p + a\left(n\frac{m_0}{\mu}\right)^2\right)\left(1 - bn\frac{m_0}{\mu}\right) = RTn\frac{m_0}{\mu} \quad (11)$$

или

$$ab\left(\frac{m_0}{\mu}\right)^3 n^3 - a\left(\frac{m_0}{\mu}\right)^2 n^2 + (RT + pb)\frac{m_0}{\mu} n - p = 0. \quad (12)$$

Уравнение (12) мы будем рассматривать как аналог уравнения (1). Это позволяет записать следующие значения коэффициентов:

$$\begin{aligned}
 a_0 &= ab\left(\frac{m_0}{\mu}\right)^3 = ab\left(\frac{1}{N_A}\right)^3, \\
 b_0 &= -a\left(\frac{m_0}{\mu}\right)^2 = -a\left(\frac{1}{N_A}\right)^2, \\
 c_0 &= (RT + pb)\frac{m_0}{\mu} = (RT + pb)\frac{1}{N_A}, \\
 d_0 &= -p.
 \end{aligned} \tag{13}$$

В этих выражениях N_A – число Авогадро.

Вынесем за скобки множитель при n в формуле (12) (чтобы слагаемое “ n ” осталось без коэффициента).

$$\frac{RT + pb}{N_A} \left(\frac{ab\left(\frac{1}{N_A}\right)^3 n^3}{(RT + pb)\frac{1}{N_A}} - \frac{a\left(\frac{1}{N_A}\right)^2 n^2}{(RT + pb)\frac{1}{N_A}} + n - \frac{p}{(RT + pb)\frac{1}{N_A}} \right) = 0. \tag{14}$$

Сравним это с выражением (4) (куда слагаемое “ n ” внутри скобок также входит без коэффициента). И после этого запишем уравнение диффузии так:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D\Delta n - \frac{1}{\tau} \left(\frac{ab\left(\frac{1}{N_A}\right)^2 n^3}{RT + pb} - \frac{a\frac{1}{N_A} n^2}{RT + pb} + n - \frac{pN_A}{RT + pb} \right). \tag{15}$$

Значение постоянной времени τ (времени релаксации) в данном уравнении остается неопределенным. Можно сказать, что величина $1/\tau$ получается при умножении внескобочного множителя из левой части уравнения (14)

$$\frac{RT + pb}{N_A}$$

на некоторую величину h_0 с размерностью момента импульса (при этом неопределенность «переносится» от константы τ к константе h_0). Также уточним – давление p здесь считается величиной, не зависящей от пространственных координат.

Зададимся вопросом: каков физический смысл нелинейных членов диффузионного уравнения? Эти члены могут быть источниками, производительность которых зависит от концентрации. Кроме того эти слагаемые могут иметь «силовое» происхождение. Поясним: уравнение диффузии при наличии сил имеет следующий вид:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D\Delta n - \operatorname{div}(n\mu_F \mathbf{F}). \tag{16}$$

Здесь \mathbf{F} – некоторое силовое поле, зависящее от координат и времени, а μ_F – подвижность частиц, определяемая через их скорость следующей формулой:

$$\mathbf{V} = \mu_F \mathbf{F}. \tag{17}$$

В газе и жидкости не происходит постоянного рождения (или уничтожения) частиц. В отличие, например, от легированного n -полупроводника, где нижние энергетические уровни можно рассматривать как резервуар электронов, откуда они под влиянием различных физических факторов переносятся в зону проводимости («поднявшись» туда, они подчиняются уравнению диффузии). Поэтому разумно принять гипотезу, что нелинейные члены в диффузионном уравнении (15) появляются за счет действия силового поля. Это «внутреннее» поле не связано с градиентом заданного давления p (напомним: величина p в нашей модели не зависит от координат).

Пусть подвижность постоянна. Также пусть силовое поле - потенциальное, то есть

$$\mathbf{F} = -\text{grad } \varphi_0. \quad (18)$$

В этой формуле φ_0 – некий потенциал. В этом случае уравнение диффузии (16) записывается так:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D\Delta n + \mu_F n \Delta \varphi_0 + \mu_F \text{grad } \varphi_0 \text{grad } n. \quad (19)$$

Сравним формулу (19) с формулой (15). Получим

$$\begin{aligned} \mu_F n \Delta \varphi_0 + \mu_F \nabla \varphi_0 \nabla n \\ = -\frac{1}{\tau} \left(\frac{ab \left(\frac{1}{N_A} \right)^2 n^3}{RT + pb} - \frac{a \frac{1}{N_A} n^2}{RT + pb} + n - \frac{pN_A}{RT + pb} \right) \end{aligned} \quad (20)$$

или (после деления на $\mu_F n$)

$$\Delta \varphi_0 = -\nabla \varphi_0 \frac{\nabla n}{n} - \frac{1}{\tau \mu_F n} \left(\frac{ab \left(\frac{1}{N_A} \right)^2 n^3}{RT + pb} - \frac{a \frac{1}{N_A} n^2}{RT + pb} + n - \frac{pN_A}{RT + pb} \right). \quad (21)$$

Это выражение можно рассматривать как уравнение для определения потенциала φ_0 (если концентрацию n считать известной).

В заключение доклада отметим, что, возможно, данный потенциал родственен используемому в теории адсорбции «адсорбционному потенциалу» (см., например, [3],[4]). Этот вопрос требует дальнейшего изучения.

- [1] Китаев А.Е. Нелинейное уравнение диффузии и фазовый переход жидкость-газ // Труды XXIII конференции по радиофизике, ННГУ, 2019.
- [2] Матвеев А.Н. «Молекулярная физика» – М.: «Высшая школа», 1981.
- [3] Улитин М.В., Филиппов Д.В., Федорова А.А. «Поверхностные явления. Адсорбция». – Иваново: ИГТХУ, 2014.
- [4] Никифоров И.А. «Адсорбционные методы в экологии». – Саратов: СГУ, 2011.

ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ В МОДЕЛИ БАКТЕРИЙ ПРИ ДВИЖЕНИИ К ХИМИЧЕСКОМУ АТТРАКТАНТУ НА ОСНОВЕ МЕТОДА МОНТЕ-КАРЛО

М.И. Кривоносов¹⁾, С.В. Денисов^{1,2)}

¹⁾ ННГУ им. Н. И. Лобачевского

²⁾ Столичный университет Осло

Введение

Значительный интерес исследований в области хемотаксиса бактерий вызван возможностью использования бактерий для задач таргетной доставки лекарств [1]. Адаптация бактерий к различным условиям окружающей среды возможна благодаря разнообразию размеров, форм, способов передвижения и способности к высокой чувствительности концентрации веществ. Численное моделирование движения бактерий позволяет установить пространственные распределения числа бактерий для произвольно выбранного паттерна движения [2]. В то же время теория линейного хемотаксиса позволяет найти общий вид распределения числа бактерий с учетом диффузии [3]. Объединение этих двух методов в данной работе позволило оценить коэффициент химической чувствительности и коэффициент диффузии для двух типов бактерий *E.Coli* и *V.Alginolyticus*. Характерным отличием этих двух типов бактерий является присущий им паттерн случайного блуждания. Для *E.Coli* характерна двухстадийная схема движения: движение вперед и поворот в случайном направлении в среднем на фиксированную величину угла. Паттерн движения *V.Alginolyticus* состоит из трех чередующихся этапов: движение вперед, реверсивное движение, поворот на некоторый угол.

Описание модели хемотаксиса бактерий

Экспериментальные данные показывают наличие характерного паттерна при движении бактерий, описываемого следующей общей схемой [4]: выбирается некоторое начальное направление движения; бактерия движется в выбранном направлении; с некоторой частотой происходит переориентация бактерии (изменение направления движения).

Паттерны различных бактерий отличаются способом и частотой переориентации. При проведении экспериментов показано, что бактерии реагируют на концентрацию вещества и движутся в направлении роста концентрации [3]. Способность бактерий к исследованию среды по концентрации некоторого вещества называется хемотаксисом. В соответствии с линейно теорией хемотаксиса моделирование состояния бактерии описывается следующей системой дифференциальных уравнений [3]:

$$\begin{cases} \dot{m}_0 = -\lambda m_0 + C_{bact}(t), \\ \dot{m}_1 = -\lambda m_1 + m_0, \\ \dot{m}_2 = -\lambda m_2 + m_1, \end{cases} \quad (1)$$

где $C_{bact}(t)$ определяет концентрацию в точке пространства бактерии в момент времени t , m_0, m_1, m_2 – фазовое пространство, определяющее частоту переориентации бактерии в соответствии с (2):

$$Q(t) = m_0(t) - \frac{m_1(t)}{2} - \frac{m_2(t)}{4},$$

$$\lambda(t) = \lambda \cdot (1 - A \cdot Q(t)),$$
(2)

где коэффициент $\lambda = 1$, $A = 0.0458$ – амплитуда дельта-функции отклика, $\lambda(t)$ – частота переориентации бактерии. На каждом шаге итерационного алгоритма с шагом $\Delta t = 0.01$ с осуществляется выбор для бактерии: переориентация с вероятностью $p = \min \{1, \lambda \cdot \Delta t\}$, иначе продолжение движения в том же направлении.

Общий алгоритм симуляции движения колонии бактерий

Рассмотрим движение колонии бактерий в среде с радиальным источником вещества и слабым градиентом:

$$C(r) = \frac{10^3}{3 \cdot 10^2 + r},$$

$$|\nabla C(r)| = \frac{10^3}{(3 \cdot 10^2 + r)^2}.$$
(3)

В качестве области симуляции выберем основную сферу так, что градиент на поверхности сферы будет достаточно слабым: сфера с радиусом $R = 2000$ мкм = 2 мм, тогда $\nabla C(R) = \frac{10^3}{(3 \cdot 10^2 + R)^2} = \frac{1}{5290} \approx 0.0002$.

Предположительно бактерии должны образовывать около центра сферы стационарный рой. Отдельные бактерии могут как пополнять рой, так и улетать от него сколько угодно далеко.

Введем трехмерную систему координат, так что начало координат совпадает с источником вещества. Пусть весь объем основной сферы разбит на $N_{segments}$ равновеликих слоев S_j (объемом ΔV) концентрическими сферами радиуса r_j :

$$S_j = \{(x, y, z) : r_{j-1} \leq x^2 + y^2 + z^2 < r_j\},$$

$$r_0 = 0, \quad r_j = \sqrt[3]{\frac{\Delta V \cdot j}{\frac{4\pi}{3}}}, \quad \Delta V = \frac{4\pi}{3} R^3 / N_{segments}$$
(4)

Пусть $N_j(t)$ – число бактерий в момент времени t в слое S_j , S_{aux} – вспомогательный слой между сферами радиуса $R_{aux} = 1800$ мкм и R .

Схема алгоритма:

- Создать $N = 2 \cdot 10^9$ бактерий, используя равномерное распределение по объему сферы радиуса R . Начальное направление скорости выбрать случайно равномерно из всех возможных направлений. Величину скорости задать одинаковой и постоянной для всех бактерий. Подсчитать $N_j(0)$ для всех сегментов сферы.
- Запустить движение бактерий в соответствии с выбранным паттерном с фиксированным шагом dt по времени.

- Каждые K шагов по времени при уменьшении числа бактерий в вспомогательном слое ниже начального числа $N_{\text{aux}}(0)$ добавить в слой недостающее число бактерий до начального уровня.
- Остановить движение бактерий по достижении времени $T = 2 \cdot 10^4 \text{ с} = 5.5 \text{ часов}$.

Паттерны движения *E. Coli* и *V. Alginolyticus*

E. Coli (кишечная палочка) демонстрирует паттерн движения, состоящий из двух этапов:

- движение вдоль выбранного направления (Run);
- остановка и вращение с изменением направления последующего движения (Tumble).

Первый этап занимает в среднем одну секунду, а второй – 0.1 с, поэтому при симуляции движения бактерий можно пренебречь временем вращения. При переориентации вектора скорости отклонение от направления движения осуществляется на фиксированный угол $\alpha_{EC} = 62^\circ$ [4], а вращение вдоль направления движения на произвольный случайный угол ϕ , который выбирается из равномерного распределения $U[0, 2\pi]$. Частота переориентации $\lambda_{EC} = 1$, скорость движения $v_{EC} = 19 \frac{\text{мкм}}{\text{с}}$.

Vibrio Alginolyticus в свою очередь демонстрирует паттерн из трех этапов:

- движение вдоль выбранного направления (Run);
- движение в противоположном направлении (Reverse);
- остановка и вращение с изменением направления последующего движения (Flick).

Основное отличие в добавленном этапе движения в противоположном направлении, который эмулируется в программе выбором противоположного вектора скорости движения бактерий. Частота переориентации $\lambda_{E.Coli} = \frac{10}{3}$, средний угол поворота $\alpha_{VA} = 110^\circ$ [5], скорость движения $v_{VA} = 45 \frac{\text{мкм}}{\text{с}}$.

Оценка коэффициента диффузии

В ходе численного эксперимента была рассчитана величина среднего квадрата расстояния от начала координат в зависимости от времени для каждого типа бактерий. Результирующая зависимость на участке времени $[0, T]$ представляет собой линейную функцию, что позволяет оценить коэффициенты диффузии для каждого из типов бактерий в соответствии с соотношением для трехмерного случая:

$$6Dt = \langle |r|^2 \rangle \quad (5)$$

В результате расчета были получены следующие значения коэффициентов: для *E.Coli* $D_{EC} = 116.9 \frac{\text{мкм}^2}{\text{с}}$, для *V.Alginolyticus* $D_{VA} = 96.8 \frac{\text{мкм}^2}{\text{с}}$.

Оценка химической чувствительности бактерий

Модель плотности бактерий $n(r, t)$ во времени в трехмерном пространстве описывается уравнением диффузии с учетом линейной зависимости скорости бактерий от концентрации:

$$\frac{dn}{dt} = \nabla(D\nabla n - n\chi(C)\nabla C), \quad (6)$$

где D – коэффициент диффузии, $\chi(C)$ – химическая чувствительность.

Рассмотрим стационарное решение уравнения при условии $\chi(C) \equiv \chi$:

$$n(r) = n_{\infty} \exp\left(\frac{\chi}{D} C(r)\right), \quad (7)$$

где n_{∞} – постоянная концентрация бактерий на бесконечном удалении от химического источника, $C(r)$ – концентрация вещества в зависимости от расстояния от центра хемотактанга. Распределение концентрации бактерий относительно радиуса в случае с постоянной концентрацией бактерий в граничном слое была аппроксимирована с применением следующей функции:

$$n(r) = n_{\infty} \exp\left(\frac{\chi}{D} C(r)\right) + n_{\text{aux}} \cdot n_{\infty}, \quad (8)$$

где n_{aux} – концентрация бактерий в вспомогательном слое.

Рассчитанные коэффициенты диффузии были использованы для каждого из типов бактерий при численной аппроксимации параметров. В результате оценки параметров были получены коэффициенты химической чувствительности бактерий: для *E.Coli* $\chi_{EC} = 0.97$, для *V.Alginolyticus* $\chi_{VA} = 1.25$.

Заключение

В работе приведены численные расчеты параметров модели хемотаксиса для двух видов бактерий *E.Coli* и *V.Alginolyticus*. Получены значения для коэффициентов диффузии бактерий, а также для индивидуальной химической чувствительности бактерии для рассмотренных двух паттернов движения.

Результаты данной работы могут быть использованы в дальнейшем для численной оценки зависимости концентрации бактерий относительно расстояния от центра химического аттрактанта в зависимости от профиля концентрации химического вещества для двух видов бактерий без проведения сложных вычислительных экспериментов.

Работа выполнена при поддержке РНФ (проект 16-12-10496).

- [1] Zhou Y., Han Y. // *Engineering Microbiology*. 2022. Vol. 2, No. 3. P. 100034.
- [2] Pankratova E.V. et al. // *PLoS One*. 2018. Vol. 13, No. 1. P. e0190434.
- [3] Taktikos J, Stark H, Ziburdaev V. // *PLoS One*. 2013. Vol. 8, No. 12: P. e81936.
- [4] Berg HC, Brown DA. // *Nature*. 1972. Vol. 239. P. 500.
- [5] Xie L. et al. // *Proceedings of the National Academy of Sciences*. 2011. Vol. 108, No. 6. P. 2246.

ВЛИЯНИЕ СЛУЧАЙНЫХ ПРОЦЕССОВ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ГЕНЕРАЦИИ НЕЙРОПОДОБНЫХ СИСТЕМ С РАЗЛИЧНЫМИ ТИПАМИ СВЯЗИ

Е.Е. Максина, Е.В. Панкратова

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Характеристики реальных систем, живых и искусственных, могут качественно меняться под воздействием внешних флуктуаций. Характер влияния может быть различным – с одной стороны, шум может ухудшать характеристики функционирования, с другой стороны, приводить к появлению более регулярного режима генерации.

В данной работе рассматривается отклик идентичных случайно возмущенных взаимодействующих систем Ходжкина-Хаксли при наличии одинакового внешнего постоянного тока. Полученные результаты показывают, что при изменении амплитуды постоянного тока наличие шума может серьезно влиять на характер активности нейронов. Обнаружено, что в зависимости от изначально выбранного режима динамического поведения нервной клетки шум может либо усиливать (интервал между спайками может быть значительно уменьшен), либо задерживать отклик нейронов.

Математическая модель биологической системы

Рассмотрим систему связанных нейроподобных элементов, динамика каждого из которых моделируется уравнениями Ходжкина-Хаксли [1-5]. Одно из уравнений в четырехмерной системе нелинейных дифференциальных уравнений i -ой клетки описывает изменение во времени мембранного потенциала:

$$C_m \frac{dV_i}{dt} = I_{ion}(V_i, m_i, h_i, n_i) + I_{dc} + I_{syn}^{i,j}(V_{i,j}(t)) + \xi_i(t). \quad (1)$$

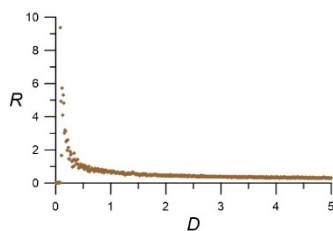
Правая часть уравнения (1) включает в себя общий мембранный ток $I_{ion}(V, m, h, n)$, учитывающий компоненты калиевого, натриевого и тока фоновой утечки: $I_{ion}(V, m, h, n) = -G_K n^4 (V - V_K) - G_{Na} m^3 (V - V_{Na}) - G_L (V - V_L)$, где параметры G_K, G_{Na}, G_L – это максимальные значения проводимости для калиевого, натриевого и канала утечки, а V_K, V_{Na}, V_L – соответствующие реверсивные потенциалы. Также в уравнении (1) учитывается наличие постоянного тока I_{dc} , определяющего динамический режим функционирования индивидуальной нервной клетки [3, 5], шума $\xi(t)$ с интенсивностью D [4] и зависящее от мембранного потенциала слагаемое $I_{syn}(t)$, моделирующее тип связи взаимодействующих клеток. В данной работе рассмотрены два типа связи: через электрические и химические синапсы [4]. Следует отметить, что в полную систему четырех дифференциальных уравнений каждой i -ой клетки также входят три уравнения, описывающие кинетику перераспределения частиц через мембрану при наложении электрического поля, в которых переменные m и h отвечают за активацию и инактивацию Na^+ -тока, а переменная n контролирует активацию K^+ -тока. Все функции и значения параметров, используемые в данном исследовании, были выбраны классическими, их полное описание можно найти, например, в работе [3].

В действительности нейроны постоянно получают какие-то сигналы от соседних клеток, при этом в процессе диффузии нейротрансмиттеров происходят случайные колебания и т. д. Любое такое возбуждение вызывает протекание токов через мембрану клетки. Следовательно, суммарный внешний стимул, полученный нейроном, можно рассматривать как $I_{dc} + \xi_i(t)$, где $\xi_i(t)$ – стохастическая составляющая поступающего сигнала. Согласно экспериментальным данным, а также результатам численных моделирований, проводимых различными авторами, гауссова стимуляция достаточно неплохо описывает общий ток, поступающий на нейрон при возникновении множества некоррелированных синаптических событий [3-8]. Таким образом, в данной работе стохастическая компонента $\xi_i(t)$ моделируется как белый гауссов шум с нулевым средним и корреляционной функцией $\langle \xi_i(t)\xi_j(t + \tau) \rangle = D\delta_{ij}\delta(\tau)$, и рассматривается как аддитивный флуктуирующий ток в уравнении (1). Взаимодействие нейронов через электрические синапсы выражается как $I_{syn}^{i,j}(V_{i,j}(t)) = g_e(V_j - V_i)$, где g_e – параметр, отвечающий за силу связи между i -й и j -й клетками. Взаимодействие нейронов через химические синапсы моделируется как $I_{syn}^{i,j}(V_{i,j}(t)) = -g_{inh} \frac{V_{i,j}(t) - V_{inh}}{1 + \exp(-\lambda V_{j,i}(t))}$.

Результаты исследований

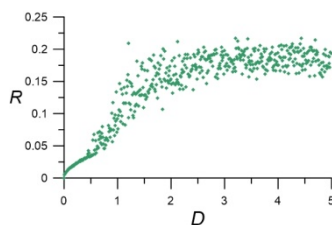
Результаты, полученные для изолированной нервной клетки как в детерминированном случае, так и при наличии случайного внешнего воздействия, были ранее опубликованы в трудах 20-й Научной конференции по радиофизике, посвященной 110-летию со дня рождения Г.С. Горелика [9], а также в сборнике тезисов 76-й Всероссийской с международным участием школе-конференции молодых ученых «Биосистемы: организация, поведение, управление» [10].

В данной работе для системы, состоящей из двух элементов Ходжкина-Хаксли, связь между которыми реализуется посредством электрического и химического синапсов, показано сохранение наблюдаемого ранее эффекта «*noise delayed spiking*», при котором наблюдается увеличение времени отклика клетки на внешний сигнал в определенном диапазоне интенсивности шумового воздействия.



◆ ◆ ◆ $I_{dc} = 8 \mu A/cm^2$

Рис. 1



◆ ◆ ◆ $I_{dc} = 8.5 \mu A/cm^2$

Рис. 2

На рис. 1 и рис. 2 (для модели взаимодействия посредством электрического синапса), а также на рис. 3 и рис. 4 (для модели взаимодействия посредством химического

синапса) проиллюстрирован анализ значений так называемого отношения «шум-сигнал», который определяется как отношение среднеквадратического отклонения межпульсных интервалов к их среднему.

Показано, что при различном выборе параметра I_{dc} , определяющего динамический режим функционирования индивидуальной нервной клетки, изменяется не только величина максимумов рассматриваемой характеристики, но и их смещение: увеличение I_{dc} вызывает уширение характеристики со смещением максимума в область больших значений интенсивности шума D .

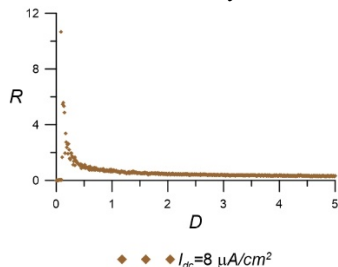


Рис. 3

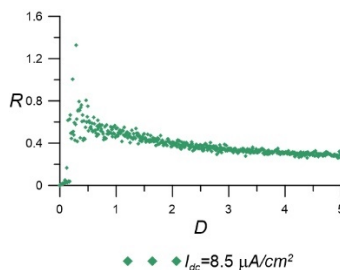


Рис. 4

Работа выполнена при поддержке гранта Президента Российской Федерации на государственную поддержку ведущих научных школ № НШ-2653.2020.2.

- [1] Hodgkin A.L., A.F. Huxley. // J. Physiology. 1952. Vol. 117. P. 500.
- [2] Kandel E.R., Schwartz J.H., Jessel T.M. Principles of Neural Science. – Norwalk: Appleton & Lange, 1135 p.
- [3] Pankratova E.V., Polovinkina A.V., Mosekilde E. // The European Physical Journal B. 2005. Vol. 45. P. 391.
- [4] Wang Q., Zhang H., Perc M., Chen G. // Commun. Nonlinear Sci. Numer. Simulat. 2012. Vol. 17. P. 3979.
- [5] Lee S.-G., Neiman A., Kim S. // Phys. Rev. E. 1998. Vol. 57. P. 3292.
- [6] Mainen Z.F., Sejnowski T.J. // Science. 1995. Vol. 268. P. 1503.
- [7] Juusola M., French A.S. // Neuron. 1997. Vol. 18. P. 959.
- [8] Liu F., Wang W., Yao X. // Biol. Cybern. 1997. Vol. 77. P. 217.
- [9] Максина Е.Е., Панкратова Е.В. // В кн.: Тр. XX научн. конф. по радиофизике. 12-20 мая 2016 г. / Ред. С.В. Оболенский, В.В. Матросов – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2016. С. 276.
- [10] Максина Е.Е., Панкратова Е.В. // В кн.: Тр. научн. конф. «Биосистемы: организация, поведение, управление». 2023. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2023. С. 203.

СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ СВЯЗИ РЕЗУЛЬТАТОВ ЕГЭ С АКАДЕМИЧЕСКОЙ УСПЕВАЕМОСТЬЮ СТУДЕНТОВ ПЕРВОГО КУРСА РАДИОФИЗИЧЕСКОГО ФАКУЛЬТЕТА

О.Н. Минаева

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В последнее время изучение физико-математических дисциплин студентами первого курса радиофизического факультета ННГУ им. Лобачевского сопряжено со значительными трудностями. Недостаточный уровень подготовки выпускников школ по физике и математике приводит к неспособности большинства первокурсников в полном объеме усваивать академические дисциплины ВУЗа, что является причиной получения ими неудовлетворительных оценок по механике и математическому анализу.

Цель данной работы – выявление статистической зависимости баллов ЕГЭ и результатов зимней экзаменационной сессии, полученных студентами первого курса радиофизического факультета, обучающихся по специальности «Радиофизика».

В 2022 году средний балл ЕГЭ по физике, математике и русскому языку абитуриентов, поступивших на Радиофизический факультет (бюджет), составил 67, 59 и 74 балла соответственно.

Трудности при усвоении математического анализа связаны с тем, первая часть ЕГЭ по математике лишь поверхностно затрагивает такие темы школьного курса как функции, преобразования алгебраических выражений, уравнения и неравенства. Так, например, за правильно решенную первую часть ЕГЭ по математике, предусматривающую только задания с кратким ответом, можно получить 64 балла, что вполне сопоставимо со средним баллом студента-первокурсника радиофизического факультета.

Для построения эконометрической модели использовались следующие переменные:

math – балл ЕГЭ по математике;

phys – балл ЕГЭ по физике;

mech – оценка за экзамен по механике;

math_an – оценка за экзамен по математическому анализу.

Матрица парных корреляций представлена в табл. 1.

Табл. 1

	<i>math</i>	<i>phys</i>	<i>mech</i>	<i>math_an</i>
<i>math</i>	1,000			
<i>phys</i>	0,555	1,000		
<i>mech</i>	0,509	0,564	1,000	
<i>math an</i>	0,477	0,643	0,732	1,000

Между всеми переменными наблюдается положительная корреляция, причем более всего коррелируют оценки по механике и математическому анализу.

Кроме того, коэффициент корреляции между ЕГЭ по физике и экзаменом по математическому анализу несколько выше, чем между этим же экзаменом и ЕГЭ по математике. Получается, что результат ЕГЭ по физике обладает большей дифференцирующей способностью, чем по математике, и соответственно должен быть определяющим

при поступлении на радиофизический факультет, поскольку демонстрирует готовность абитуриента к обучению в ВУЗе.

В последнее время число часов, отводимых на физику уменьшено и доведено до двух часов в неделю. Это привело соответственно к уменьшению решения количественных и особенно качественных задач, формирующих логическое мышление. Кроме того, наблюдается негативная тенденция сокращения числа школьников, выбирающих физику в качестве единого государственного экзамена, в пользу выбора ими ЕГЭ по информатике.

Многие российские ВУЗы при поступлении на физические факультеты предлагают абитуриентам альтернативу – ЕГЭ по информатике. Такое нововведение может еще более усугубить возникший разрыв между необходимым минимумом для усвоения университетского курса физико-математических дисциплин и фактическим уровнем знаний выпускника.

Проанализируем построенные модели множественной регрессии (модель 1 и модель 2), позволяющие оценить взаимосвязь результата экзаменов по математическому анализу и механике с баллами ЕГЭ по физике и математике соответственно.

Построение эконометрических моделей осуществлялось в пакете Gretl методом наименьших квадратов (МНК) без константы.

В результате получены следующие уравнения регрессии:

$$\widehat{math_an} = 0.0152 \cdot math + 0.035 \cdot phys, \quad (1)$$

$$\widehat{mech} = 0.0217 \cdot math + 0.0274 \cdot phys. \quad (2)$$

В табл. 2 и табл. 3 представлены результаты проверки значимости коэффициентов. Все коэффициенты оказались значимыми.

Табл. 2

	Коэффициент	Ст. ошибка	t-статистика	p-значение	
<i>phys</i>	0.035	0.007	5.104	0.000	***
<i>math</i>	0.015	0.006	2.513	0.015	***

Табл. 3

	Коэффициент	Ст. ошибка	t-статистика	p-значение	
<i>phys</i>	0.027	0.008	3.544	0.000	***
<i>math</i>	0.021	0.007	3.182	0.002	***

Для проверки адекватности линейной модели множественной регрессии выборочным данным (Модель 1), воспользуемся критерием Фишера.

H_0 : уравнение регрессии незначимо. H_1 : уравнение регрессии значимо.

Критическое значение $F_{\text{крит}} = 4.98$, наблюдаемое значение $F_{\text{набл}} = 970.51$ и $F_{\text{крит}} < F_{\text{набл}}$, уровень значимости p – значение (F) составил $2.03 \cdot 10^{-46}$, что намного меньше $\alpha = 0.01$, то с вероятностью ошибиться, равной 0.01, нулевая гипотеза не принимается, модель признается адекватной выборочным данным.

Аналогичные результаты получаются и для Модели 2.

Кроме того, коэффициент детерминации в обеих моделях близок к 1 (Модель 1 – $R^2 = 0.970$; Модель 2 – $R^2 = 0.962$).

В табл. 4 представлены предсказанные моделями значения оценок за экзамен по математическому анализу и механике. Согласно построенным моделям, студент-первокурсник, имеющий средние баллы (по совокупности баллов, поступивших на радиофизический факультет) по математике и физике, сдаст механику и математический анализ на оценку «удовлетворительно». Однако, одинаковая сумма баллов ЕГЭ за два экзамена на выходе дает разные оценки по механике и математическому анализу. И в том, и в другом случае, балл ЕГЭ по физике оказывает большее влияние на итоговый результат обоих экзаменов зимней сессии.

Табл. 4

<i>math</i>	<i>phys</i>	$\widehat{math_an}$	\widehat{mech}
67	59	3,08	3,07
86	64	3,55	3,62
64	86	3,98	3,75

В результате проведенного анализа можно сделать вывод о наличии значимой статистической связи о влиянии результатов ЕГЭ по физике и математике на успешность сдачи экзаменов (механика и математический анализ) зимней экзаменационной сессии. Выявлено, что результат ЕГЭ по физике обладает большей дифференцирующей способностью по сравнению с ЕГЭ по математике и сильнее влияет на исход экзамена.

В качестве рекомендации по ликвидации несоответствия школьных знаний вузовским требованиям к освоению математического анализа, можно предложить проведение для первокурсников в начале осеннего семестра мини экспресс-курса по некоторым наиболее важным разделам школьной математики. Такая практика существует, например, в НГТУ им. Р.Е. Алексеева.

Дальнейшие исследования в данной предметной области могут вестись как по горизонтали – эконометрический анализ взаимосвязи результатов ЕГЭ и академической успеваемости студентов первого курса другой специальности радиофизического факультета – ИБТС (Информационная безопасность телекоммуникационных систем), так и по вертикали – выявляя причины, влияющие на успеваемость студентов старших курсов.

СПЕКТР НОРМАЛЬНЫХ МОД В УПРУГОМ СЛОЕ ПРИ УЧЕТЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С ПОТОКОМ СЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ

З.П. Мишустова¹), С.В. Казачек²), И.Н. Солдатов¹)

¹) ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²) АО «Гипрогазцентр»

В работе рассматривается распространение нормальных волн пластине, контактирующей одной стороной с однородным потоком сжимаемой жидкости. Исследуется влияние скорости потока на дисперсионные характеристики распространяющихся мод. Обнаружено присутствие на любой частоте в спектре мод низкоскоростной моды, существование которой обусловлено движением жидкости.

Для обнаружения и локализации дефектов в трубах для транспортировки газов и жидкостей активно развиваются системы постоянного или периодического мониторинга, в которых предлагается использовать (и уже используются) нормальные волны (волны Лэмба и SH-волны). Принципиальным преимуществом использования нормальных волн является большая область обследования. Когда оболочки или пластины находятся в контакте с движущимся газом (жидкостью) возникает вопрос о влиянии этого контакта на свойства нормальных волн. Эффективность ультразвуковых методов контроля с применением нормальных волн в высокой степени зависит от точности используемых моделей, описывающих дисперсионные кривые (и, соответственно, связанные этим поля напряжений и смещений). В работе рассматривается распространение нормальных волн в относительно простой системе: в пластине (упругом слое), одной стороной контактирующей с движущейся ограниченной сжимаемой жидкостью в виде слоя конечной толщины (рис. 1). Наличие контакта со сжимаемой жидкостью оказывает существенное влияние на дисперсионные характеристики упругих нормальных мод, которые, строго говоря, не разделяются на симметричные (s_n), антисимметричные (a_n), а оказываются связанными. Спектр распространяющихся нормальных мод расширяется, обогащаясь за счёт волн (f_n), первоначальное существование которых обусловлено наличием жидкого слоя [1,2]. Влияние движения сжимаемой жидкости на нормальные волны долгое время оставалось вне внимания.

Движение частиц упругого материала и частиц жидкости происходит в плоскости Oxz , ось Oz перпендикулярна плоскостям упругого слоя, а ось Ox параллельна им. Упругий слой ограничен плоскостями $z = \pm h/2$, а слой жидкости $-z = l + h/2$ и $z = h/2$ (рис. 1). Движение частиц упругого слоя описывается векторным уравнением:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} - c_p^2 \nabla \operatorname{div} \mathbf{u} + c_s^2 \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{u} = 0, \quad (1)$$

где $\mathbf{u} = (u, w)^T$ – вектор перемещений; $c_p = \sqrt{\frac{\lambda+2\mu}{\rho}}$, $c_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$ – скорости продольной и поперечной упругих волн соответственно, ρ – плотность упругого материала, λ , μ – модули упругости Ляме. Частицы вязкой сжимаемой жидкости в невозмущенном состоянии движутся с некоторой стационарной скоростью $U(z)$ вдоль оси x (рис. 1). Адиабатическое распространение акустической волны в жидкости описывается линеаризованными уравнениями для вектора скорости $\mathbf{v} = (v, v)^T$ и возмущения плотности ρ' :

$$\begin{cases} \rho_f \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \rho_f U \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial x} = -\nabla p, \\ \frac{\partial \rho'}{\partial t} + U \frac{\partial \rho'}{\partial x} + \rho_f \operatorname{div} \mathbf{v} = 0, \end{cases} \quad (2)$$

где ρ_f – невозмущенная плотность жидкости, p – давление.

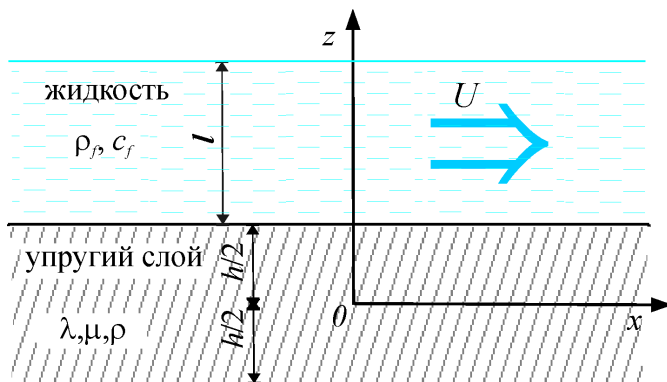


Рис. 1

Используя связь между давлением и плотностью $p = c_f^2 \rho' + o(\rho')$ (адиабатическую скорость звука c_f считаем константой) и, вводя потенциал $\Theta (\mathbf{v} = \nabla \Theta)$, перепишем систему (2) в виде:

$$\begin{cases} p = -\rho_f \frac{\partial \Theta}{\partial t} - \rho_f U \frac{\partial \Theta}{\partial x}, \\ \frac{1}{c_f^2} \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{U}{c_f^2} \frac{\partial p}{\partial x} + \rho_f \Delta \Theta = 0. \end{cases} \quad (3)$$

Откуда получим уравнение для потенциала

$$\frac{\partial^2 \Theta}{\partial t^2} + 2U \frac{\partial^2 \Theta}{\partial t \partial x} + U^2 \frac{\partial^2 \Theta}{\partial x^2} - c_f^2 \Delta \Theta = 0. \quad (4)$$

На границе $z = h/2$ упругого слоя с невязкой жидкостью ставятся условия непрерывности нормальных напряжений и нормальной компоненты вектора скорости

$$-p|_{z=h/2+0} = \sigma_{zz}|_{z=h/2-0}, \quad v_z|_{z=h/2+0} = \frac{\partial}{\partial t} w|_{z=h/2-0}, \quad (5)$$

а на нижней свободной границе упругого слоя $z = -h/2$ – равенство нулю нормальной и тангенциальной компоненты тензора напряжений

$$\sigma_{zz}|_{z=-h/2} = 0, \quad \sigma_{zx}|_{z=-h/2} = 0, \quad (6)$$

где упругие напряжения связаны с перемещениями законом Гука $\sigma_{zz} = (\lambda + 2\mu) \frac{\partial w}{\partial z} + \lambda \frac{\partial u}{\partial x}$, $\sigma_{zx} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)$.

Верхняя граница сжимаемой жидкости $z = l + h/2$ является свободной

$$p|_{z=l+h/2} = 0. \quad (7)$$

Если верхняя граница сжимаемой жидкости находится в контакте с абсолютно жесткой поверхностью, то условие при $z = l + h/2$ приобретает вид

$$v_z|_{z=l+h/2} = 0. \quad (8)$$

Второе граничное условие более естественно, когда рассматривается случай контакта упругого слоя с газовой средой.

От векторного уравнения (1) для перемещений удобно, используя упругие потенциалы

$$u = \frac{\partial \Phi}{\partial x} - \frac{\partial \Psi}{\partial z}, \quad w = \frac{\partial \Phi}{\partial z} + \frac{\partial \Psi}{\partial x}$$

перейти к волновым уравнениям для Φ , Ψ :

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} + c_p^2 \Delta \Phi = 0, \quad \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} + c_s^2 \Delta \Psi = 0. \quad (9)$$

Граничные условия (5), (6), (7) также удобно и нетрудно записать в виде условий для Φ , Ψ , Θ .

Решение сформулированной выше краевой задачи будем искать в виде монохроматических волн, распространяющихся вдоль оси x

$$\Theta = \left(C_1 \operatorname{ch} \gamma \left(z - \frac{h}{2} \right) + C_2 \operatorname{sh} \gamma \left(z - \frac{h}{2} \right) \right) e^{ikx - i\omega t}, \quad (10)$$

$$\Phi = (C_3 \operatorname{ch} \eta z + C_4 \operatorname{sh} \eta z) e^{ikx - i\omega t}, \quad \Psi = (C_5 \operatorname{ch} \zeta z + C_6 \operatorname{sh} \zeta z) e^{ikx - i\omega t},$$

где $\gamma^2 = k^2 - \frac{(\omega - Uk)^2}{c_f^2}$, $\eta^2 = k^2 - \frac{\omega^2}{c_p^2}$, $\zeta^2 = k^2 - \frac{\omega^2}{c_s^2}$, ω – циклическая частота, k – волновое число, C_j , ($j = 1, \dots, 6$) – произвольные постоянные. Введем безразмерные переменные и параметры $t' = tc_s/h$, $x' = x/h$, $z' = z/h$, $\Omega = \omega h/c_s$, $k' = kh$, $l' = l/h$, $\gamma'^2 = k'^2 - (\Omega - U'k')^2/\beta^2$, $\eta'^2 = k'^2 - \Omega^2 c_s^2/c_p^2$, $\eta_* = \eta'/2$, $\zeta'^2 = k'^2 - \Omega^2$, $\zeta_* = \zeta'/2$, $\beta = c_f/c_s$, $\Pi = \rho_f/\rho$, $\Theta' = \Theta/(hc_s)$, Φ/h^2 , Ψ/h^2 , $U' = U/c_s$.

Далее штрихи опускаем. После подстановки выражений (2.1) в граничные условия, получаем однородную систему алгебраических уравнений относительно C_j

$$\mathbf{AC} = 0, \quad (11)$$

где $\mathbf{C} = (C_1, C_2, \dots, C_6)^T$,

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix}
 \text{ch}\gamma l & \text{sh}\gamma l & 0 & 0 & 0 & 0 \\
 0 & i\gamma/\Omega & -\eta \text{sh}\eta_* & -\eta \text{ch}\eta_* & -ik \text{ch}\zeta_* & -ik \text{sh}\zeta_* \\
 -i\Pi(kU - \Omega) & 0 & (\Omega^2 - 2k^2)\text{ch}\eta_* & (\Omega^2 - 2k^2)\text{sh}\eta_* & -2ik\zeta \text{sh}\zeta_* & -2ik\zeta \text{ch}\zeta_* \\
 0 & 0 & (\Omega^2 - 2k^2)\text{ch}\eta_* & (\Omega^2 - 2k^2)\text{sh}\eta_* & 2ik\zeta \text{sh}\zeta_* & -2ik\zeta \text{ch}\zeta_* \\
 0 & 0 & 2ik\eta \text{sh}\eta_* & 2ik\eta \text{ch}\eta_* & (\Omega^2 - 2k^2)\text{ch}\zeta_* & (\Omega^2 - 2k^2)\text{sh}\zeta_* \\
 0 & 0 & -2ik\eta \text{sh}\eta_* & 2ik\eta \text{ch}\eta_* & (\Omega^2 - 2k^2)\text{ch}\zeta_* & (\Omega^2 - 2k^2)\text{sh}\zeta_*
 \end{pmatrix}$$

Нетривиальное решение данной системы возможно только при условии $\det \mathbf{A} = 0$.

Приравняв к нулю детерминант матрицы \mathbf{A} , получаем следующее дисперсионное уравнение

$$2A \cdot S - \Pi \gamma^{-1}(\Omega - kU) \text{th} \gamma l F = 0, \quad (12)$$

где $S = (\Omega^2 - 2k^2)^2 \text{sh}\zeta_* \text{ch}\eta_* - 4k^2 \zeta \eta \text{ch}\zeta_* \text{sh}\eta_*$, $A = (\Omega^2 - 2k^2)^2 \text{sh}\zeta_* \text{ch}\eta_* / \eta - 4k^2 \zeta \text{sh}\zeta_* \text{ch}\eta_*$, $F = (\Omega^2 - 2k^2)^2 \text{sh}\zeta_* \text{ch}\zeta_* \text{ch}2\eta - 4k^2 \eta \zeta \text{ch}2\zeta \text{sh}\eta_* \text{ch}\eta_*$.

Если безразмерный параметр Π , характеризующий отношение плотностей жидкости и упругого материала стремится к нулю, то дисперсионное уравнение (2.3) распадается на три уравнения: уравнение симметричных мод Лэмба $S(k, \Omega) = 0$, уравнение для антисимметричных мод $A(k, \Omega) = 0$ и уравнение для мод сжимаемой жидкости $\text{ch}\gamma l = 0$.

Так как в интересных для приложений случаях малой плотности жидкости связанность мод проявляется не сильно, то мы всё же, допуская определенную вольность изложения, будем из совокупности мод условно выделять квазисимметричные, квазиантисимметричные и квазизвуковые моды.

Мы рассмотрим только распространяющиеся нормальные моды. Заметим, что в волноводе «упругий слой + слой сжимаемой жидкости» нет вытекающих волн.

Отметим, что когда жидкость ограничена со стороны $z = l + h/2$ абсолютно жесткой поверхностью, то дисперсионное уравнение приобретает вид

$$\begin{aligned}
 & \text{ch}\gamma l \cdot [\Omega^2(\Omega^2 - 2k^2) \text{ch}\zeta \text{sh}\zeta + 16k^2 \eta \zeta \text{ch}\eta \text{sh}\eta] \text{ch}2\eta \\
 & + \frac{2\gamma \text{sh}\gamma l}{\Pi(\Omega - kU)} \cdot [\Omega^2(\Omega^2 - 2k^2) \text{ch}\eta \text{sh}\zeta + 16k^2 \eta \zeta \text{sh}\eta \text{ch}\zeta] \\
 & \cdot [\Omega^2(\Omega^2 - 2k^2) \text{sh}\eta \text{ch}\zeta + 16k^2 \eta \zeta \text{ch}\eta \text{sh}\zeta] = 0.
 \end{aligned} \quad (13)$$

Типичная картина зависимости безразмерных фазовых скоростей нескольких первых нормальных мод от безразмерной частоты (дисперсионное уравнение (12)) представлена на рис. 2. Цветом выделена мода, существование которой обусловлено движением жидкости.

При малых k, Ω мы можем использовать разложения в ряды ($\text{sh}\zeta = \zeta + \frac{\zeta^3}{3!} + \frac{\zeta^5}{5!} + \dots$) и оставить в (12) только главные члены, пренебрегая членами более высокого порядка малости, т.е.

$$\begin{aligned}
 F &= (\Omega^2 - 2k^2)^2 \text{ch}\zeta \text{sh}\zeta \text{ch}2\eta - 16k^2 \eta \zeta \text{ch}\eta \text{sh}\eta \text{ch}2\zeta \rightarrow \zeta [(\Omega^2 - 2k^2)^2 - 16k^2 \eta^2], \\
 S &= (\Omega^2 - 2k^2)^2 \text{sh}\zeta \text{ch}\eta - 16k^2 \zeta \eta \text{ch}\zeta \text{sh}\eta \rightarrow \zeta [(\Omega^2 - 2k^2)^2 - 16k^2 \eta^2], \\
 A &= (\Omega^2 - 2k^2)^2 \text{ch}\zeta \text{sh}\eta - 16k^2 \zeta \eta \text{sh}\zeta \text{ch}\eta \rightarrow \eta [(\Omega^2 - 2k^2)^2 - 16k^2 \zeta^2].
 \end{aligned} \quad (14)$$

Тогда из $2A \cdot S - \Pi \gamma^{-1}(\Omega - kU) \operatorname{th} \gamma l F = 0$ получим $2\eta[(\Omega^2 - 2k^2)^2 - 16k^2 \zeta^2] - \Pi(\Omega - kU)l = 0$, т.е. уравнение с одной точкой ветвления, которое сводится к следующему уравнению относительно k^2

$$4(k^2 - \Omega^2 c_s^2 / c_p^2) \Omega^8 = \pm \Pi^2 (\Omega - kU)^2 l^2 \quad (15)$$

Знак берется в зависимости от выбранной римановой поверхности.

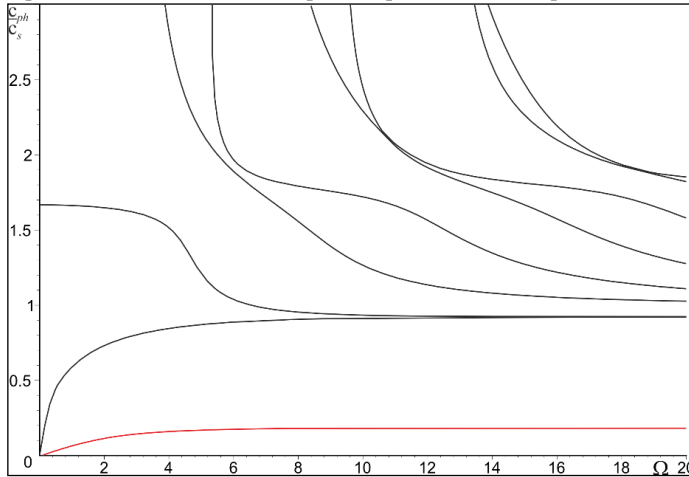


Рис. 2

Уравнение (15) имеет вещественный корень

$$k_1 = \frac{-\Pi^2 U l^2 + \sqrt{\Pi^2 U^2 l^4 (\Pi^2 + \Omega^8) + 4\Omega^{16} (U^2 l^2 + 4) c_s^2 / c_p^2 + 4\Omega^8 \Pi^2 l^2}}{\Omega^7 (U^2 l^2 + 4)}, \quad (16)$$

соответствующий «медленной» моде, обусловленной движением жидкости.

- [1] Герасимов С.И., Ерофеев В.И., Солдатов И.Н. Волновые процессы в сплошных средах. – Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2012.
- [2] Toda K., Motegi K. Coupling of velocity dispersion curves of leaky Lamb waves on a fluid-loaded plate // J. Acoust. Soc. Am. 2000. Vol. 107 (2). P. 1045.

КОНТЕКСТ-ЗАВИСИМОЕ РАСПОЗНАВАНИЕ ОБРАЗОВ В МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ БИОЛОГИЧЕСКИ-ПРАВДОПОДОБНОЙ СПАЙКОВОЙ НЕЙРОННОЙ СЕТИ

Д.С. Пушкарев¹⁾, С.Ю. Маковкин¹⁾, И.А. Кастальский^{1, 2, 3)}

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ МФТИ

³⁾ СамГМУ

Общие положения

Изучение нелинейных процессов в системах мозга с позиций колебательно-волнового подхода в настоящее время является одним из актуальных направлений изучения механизмов генерации и обработки сигналов в мозге. Такие исследования могут помочь в реализации различных феноменов, таких как механизм ассоциативной памяти, на основе сетевых моделей биологически релевантных нейронов. В данной работе была предложена архитектура нейронной сети для решения прикладных задач: фильтрации сигналов, обработки и распознавания информационных образов. С помощью реализованных механизмов по неполным фрагментам можно извлекать и полностью восстанавливать объекты из памяти. Каждый нейрон такой нейронной сети представляет собой биофизическую модель Ходжкина-Хаксли с модификацией Мэйнена [1], динамика которого наиболее правдоподобно воспроизводит процессы в нейронных клетках мозга.

При исследовании одиночных нейронов на них подавался постоянный внешний ток различной амплитуды. Были определены средние периоды автоколебаний, обнаружены значения параметров, соответствующие бифуркации Андронова-Хопфа. Было обнаружено, что динамика нейрона Ходжкина-Хаксли-Мэйнена имеет гистерезис: при увеличении и уменьшении тока смещения, устойчивый предельный цикл рождается и разрушается по разным сценариям. Устойчивый предельный цикл рождается через бифуркацию Андронова-Хопфа, а разрушается через седло-узловую бифуркацию на цикле.

Были выявлены области параметров, соответствующие синхронизации двух нейронов при возбуждающей и тормозной синаптической связи. Все нейроны находились в автоколебательном режиме с наличием устойчивого предельного цикла в фазовом пространстве.

Была построена трехслойная нейронная сеть (см. рис. 1), состоящая из опорного нейрона, сенсорных, контрольных и интернейронов. Связи контрольного и промежуточного слоя организованы по правилу Хебба.

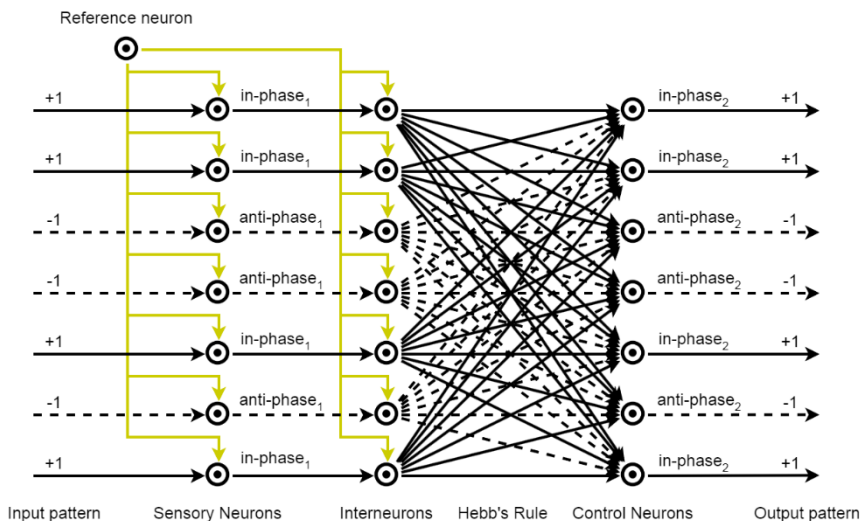


Рис. 1

Были обнаружены области возбуждения для различных типов нейронов (см. рис. 2).

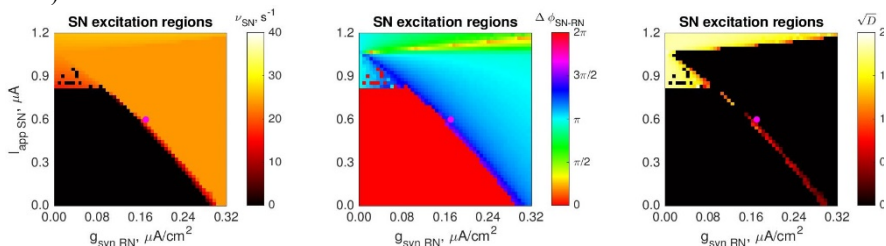


Рис. 2

С помощью построенной нейронной сети были проведены эксперименты по распознаванию бинарных информационных паттернов, кодируемых фазой сигнала. Образы в памяти кодировались с помощью распределения возбуждающих и тормозных синаптических связей. Динамически паттерны определяются синфазным или противофазным режимом захвата фазы (фазовой синхронизацией относительно глобального ритма). Перед попаданием на контрольный (выходной) слой нейронов, сигналы суммируются на слое интернейронов с сигналом опорного нейрона, в результате чего фильтруется определенный информационный сегмент (синфазный или противофазный). После проведенной настройки параметров сеть правильно распознала паттерны.

Были найдены области фазовой синхронизации нейронов, используя которые можно управлять режимами активности сети. Была подтверждена возможность существования режимов захвата фазы и распознавания образов с помощью нейронов Ходжкина-Хаксли-Мэйнена.

- [1] Hodgkin A.L., Huxley A.F. // *The Journal of physiology*. 1952. Vol. 117, No. 4. P. 500.
- [2] Rowat P.F., Selverston A.I. // *Journal of Neurophysiology*. 1993. Vol. 70, No. 3. P. 1030.
- [3] Simonov A., Kastalskiy I., Kazantsev V. // *Neural Networks*. 2012. Vol. 33. P. 67.
- [4] Gordleeva S.Y., Lotareva Y.A., Krivonosov M.I., Zaikin A.A., Ivanchenko M.V., Gorban A.N. // *In International Conference on Neuroinformatics*. October 2019. / Springer, Cham. 2019. P. 384.
- [5] Gordleeva S.Y., Tsybina Y.A., Krivonosov M.I., Ivanchenko M.V., Zaikin A.A., Kazantsev V.B., Gorban A.N. // *Frontiers in Cellular Neuroscience*. 2021. Vol. 15. P. 631485.
- [6] Makovkin S.Y., Shkerin I.V., Gordleeva S.Y., Ivanchenko M.V. // *Chaos, Solitons & Fractals*. 2020. Vol. 138. P. 109951.
- [7] Gordleeva S.Y., Ermolaeva A.V., Kastalskiy I.A., Kazantsev V.B. // *Frontiers in physiology*. 2019. Vol. 10. P. 294.
- [8] Gordleeva S.Y., Lebedev S.A., Romyantseva M.A., Kazantsev V.B. // *JETP Letters*. 2018. Vol. 107, No. 7. P. 440.
- [9] Tsybina Y., Kastalskiy I., Krivonosov M., Zaikin A., Kazantsev V., Gorban A.N., Gordleeva S. // *Neural Computing and Applications*. 2022. Vol. 34, No. 11. P. 9147.
- [10] Makovkin S., Kozinov E., Ivanchenko M., Gordleeva S. *Scientific reports*. 2022. Vol. 12, No. 1. P. 1.

ОСОБЕННОСТИ АЛГОРИТМА ИЗВЛЕЧЕНИЯ МАТРИЦЫ СВЯЗИ МИКРОВОЛНОВОГО ФИЛЬТРА И ЕГО РЕАЛИЗАЦИЯ НА ЯЗЫКЕ MATLAB

А.М. Тузиков, Д.В. Баландин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Объектом исследования в данной работе является микроволновый резонаторный фильтр. Одним из важнейших вопросов в изучении этих фильтров является процесс извлечения сетевых параметров на основе измеренных данных S-параметров. Основными задачами нашего исследования были анализ процесса извлечения параметров связи, выделение основных особенностей этого процесса и дальнейшая разработка алгоритма автоматизирующий извлечение.

Математическая формулировка задачи

Общая модель многосвязного волноводного фильтра, используемая в этой работе, была предложена Atia and Williams [1] и показана на рис. 1.

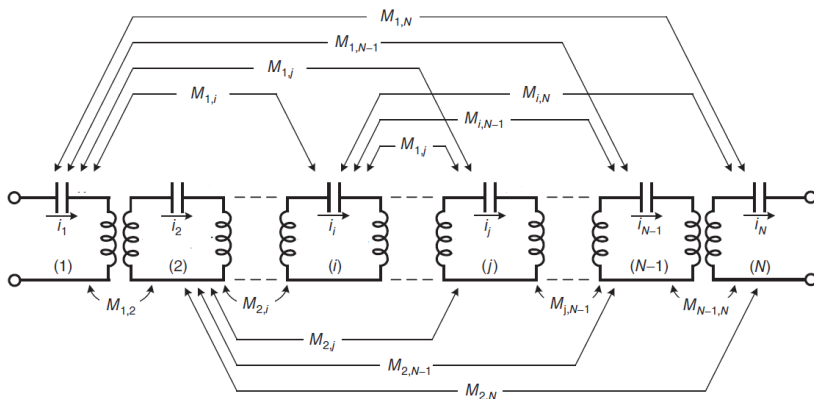


Рис. 1

Эта модель представляет собой каскад соединённых между собой резонаторов, причем связи могут быть как последовательные, так и перекрестные. Характеристикой фильтра отражающей взаимодействием двух резонаторов является коэффициент связи M_{ij} , где i, j – номера резонаторов, а совокупность всех коэффициентов связи составляют матрицу связи M размерность которой $(N+2, N+2)$, где N – порядок фильтра равный количеству резонаторов.

Согласно [2] симметричная $p \times p$ -матрица S-параметров ($S = (s_{kl})$) определяется следующим образом:

$$s_{kl} = \begin{cases} s_{kk}(\omega, M, \varphi) = (-1 - 2j[\omega U_0 + M - jR_0]_{kk}^{-1})e^{-2j\varphi_k}, & \text{если } l = k \\ s_{kl}(\omega, M, \varphi) = -2j[\omega U_0 + M - jR_0]_{kl}^{-1}e^{-j(\varphi_k + \varphi_l)}, & \text{если } l \neq k \end{cases} \quad (1)$$

где $k = 1 \div p$, $l = 1 \div p$ (в нашем случае фильтр является двухпортовым, т.е. $p = 2$), j мнимая единица, а матрицы U_0 – матрица напряжений, M – матрица связи и R_0 – матрица сопротивлений имеют следующий вид

$$U_0 = \begin{pmatrix} 0_{p \times p} & 0_{p \times n} \\ 0_{n \times p} & I_{n \times n} \end{pmatrix}, \quad M = \begin{pmatrix} 0_{p \times p} & M_1 \\ M_1^T & M_2 \end{pmatrix}, \quad R_0 = \begin{pmatrix} I_{p \times p} & 0_{p \times n} \\ 0_{n \times p} & rI_{n \times n} \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где $I_{n \times n}$ – единичная матрица, M_1 есть $(p \times n)$ – действительная прямоугольная матрица, M_2 это $(n \times n)$ – действительная симметричная матрица, $r = G_0/(BW * K)$, $G_0 = \sqrt{G_1 * G_2}$, $BW = G_2 - G_1$, G_1 – частота ограничивающая полосу пропускания слева, G_2 – частота ограничивающая полосу пропускания справа, K – добротность, $\omega_i = (G_0/BW) * (f_i/G_0 - G_0/f_i)$. В данной работе рассматривается фильтр 8-го порядка, а значит $n = 8$, т.о. M есть (10×10) – действительная симметричная матрица.

Фактически, задача извлечения матрицы связи сводится к решению оптимизационной задачи. В связи с этим сформируем целевую функцию следующим образом:

$$f(M, \varphi) = \sum_{i=1}^m \sum_{l \geq k}^p \sum_{k=1}^p |s_{kl}(\omega_i, M, \varphi) - \hat{s}_{kl}(\omega_i)|^2, \quad (3)$$

где $\hat{s}_{kl}(\omega_i)$ являются комплекснозначными элементами симметричной матрицы измеренных данных $\hat{S}(\omega_i)$ (S-параметры снимаемые с приборов или полученные с использованием формулы (1) и некоторой данной матрицы связи), а $s_{kl}(\omega_i, M)$ являются комплекснозначными элементами симметричной матрицы $S(\omega_i)$ и рассчитываются по формуле (1). m в формуле (3) есть количество отсчетов в рабочей частотной области. Фактически, эта целевая функция представляет собой разность между АЧХ, которую мы получаем в ходе оптимизации и желаемой АЧХ, которая либо снимается с приборов, либо получена с использованием формулы (1) и данной матрицы связи M_0 .

Задача оптимизации состоит в том, чтобы найти элементы матрицы связи M и параметры $|\varphi_k| \leq \pi$, $k = 1, \dots, p$ которые обеспечивают минимум целевой функции (3)

$$f(M, \varphi) \rightarrow \min. \quad (4)$$

Алгоритм комбинированного глобально-локального поиска (CGLS) для извлечения **матрицы связи**

Для решения задачи оптимизации (с целевой функцией в виде (3)) мы разработали алгоритм комбинированного глобально-локального поиска (CGLS), который использует алгоритм GlobalSearch [3] в сочетании с квазиньютоновским методом (алгоритм Бройдена–Флетчера–Гольдфарба–Шанно – алгоритм bfgs).

В экспериментах мы использовали следующие числовые данные: $G_1 = 1000 \text{ MHz}$, $G_2 = 1050 \text{ MHz}$, $K = 3500.0$, $f_1 = 900 \text{ MHz}$, $f_m = 1150 \text{ MHz}$, $\varphi_1 = \varphi_2 = 0$. Для оценки результатов оптимизации мы ввели дополнительный параметр

$$\Delta(M_0 - M_{opt}) = \max_{ij} (|M_{0ij} - M_{optij}|) \quad (5)$$

В качестве примера приведем полученные результаты, где в качестве измеренных S-параметров принимались результаты применения формулы (1) для матрицы связи M_0 , где

$$= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0.9862 & 0 & 0 & M_0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0.9862 \\ 0.9862 & 0 & 0.0076 & 0.7791 & 0 & -0.239 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0.7791 & 0.6332 & 0.6872 & 0.2082 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0.6872 & -0.8824 & 0.4493 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -0.239 & 0.2082 & 0.4493 & 0.5187 & 0.5302 & 0 & -0.0341 & -0.025 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0.5302 & -0.4422 & 0.5111 & 0.2725 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0.5111 & 0.0359 & 0.5250 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -0.0341 & 0.2725 & 0.5250 & 0.0067 & 0.8140 & 0 \\ 0 & 0.9862 & 0 & 0 & 0 & -0.0255 & 0 & 0 & 0.8140 & 0.0076 & 0 \end{pmatrix} \quad (6)$$

Для работы алгоритма мы наложили на элементы матрицы связи следующие ограничения: $0 < M_{1,3} < 1$; $0 < M_{2,10} < 1$; $0 < M_{3,3} < 1$; $0 < M_{3,4} < 1$; $-1 < M_{3,6} < 0$; $0 < M_{4,4} < 1$; $0 < M_{4,5} < 1$; $0 < M_{4,6} < 1$; $-1 < M_{5,5} < 0$; $0 < M_{5,6} < 1$; $0 < M_{6,6} < 1$; $0 < M_{6,7} < 1$; $-1 < M_{6,9} < 0$; $-1 < M_{6,10} < 0$; $-1 < M_{7,7} < 0$; $0 < M_{7,8} < 1$; $0 < M_{7,9} < 1$; $0 < M_{8,8} < 1$; $0 < M_{8,9} < 1$; $0 < M_{9,9} < 1$; $0 < M_{9,10} < 1$; $0 < M_{10,10} < 1$. После нескольких запусков алгоритма мы получили три различных решения, которые обеспечивают глобальный минимум целевой функции $F(M_{opt})$. Для первого решения целевая функция $F(M_{opt1})$ равна $8.4158e-16$, $\Delta(M_0 - M_{opt1}) = 0.2927$. Для второго решения целевая функция $F(M_{opt2})$ равна $1.4679e-16$, $\Delta(M_0 - M_{opt2}) = 1.7913e-08$. Для третьего решения целевая функция $F(M_{opt3})$ равна $3.2776e-17$, $\Delta(M_0 - M_{opt3}) = 0.3444$. $\varphi_{1opt} = -3.141559 \approx -\pi$, $\varphi_{2opt} = 3.141583 \approx \pi$. На рис. 2 изображена зависимость $20 \log |s_{kl}|$ в dB от частоты в MHz. Пунктирные линии ($|S|$ synthetic) соответствуют S-параметрам полученными используя матрицу связи M_0 , указанную выше, а сплошные линии ($|S|$ optimized) соответствуют S-параметрам полученными используя формулу (1) и матрицу связи M_{opt1} , которая, для краткости, здесь не приведена.

Анализируя полученные результаты численного эксперимента можно сделать следующие выводы:

- 1) Разработанный алгоритм способен решать многомерные задачи глобальной оптимизации, в условиях достаточно малой области поиска и с учетом проблемы множественности решений, за конечное время.
- 2) В ходе исследования выяснилось, что рассматриваемая система обладает множеством глобальных экстремумов, но не смотря на это, наш алгоритм успешно справился с задачей найдя помимо искомой матрицы связи $F(M_{opt2}) = 1.4679e-16$, $\Delta(M_0 - M_{opt2}) = 1.7913e-08$, несколько дополнительных матриц связи обеспечивающих глобальный минимум целевой функции $F(M_{opt1}) = 8.4158e-16$, $\Delta(M_0 - M_{opt1}) = 0.2927$, $F(M_{opt3}) = 3.2776e-17$, $\Delta(M_0 - M_{opt3}) = 0.3444$. Основываясь на проведенных экспериментах, можно сказать, что случай множественности глобальных решений не является единичным.

- 3) Т.к. наш алгоритм успешно работает только внутри достаточно малой области поиска, можно сказать, что в неограниченной области поиска задача остается нерешённой.

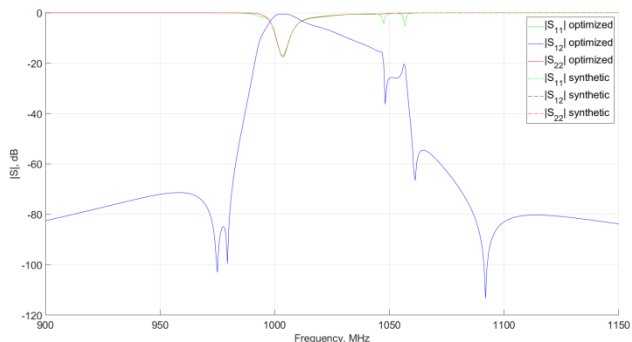


Рис. 2

- [1] Atia E., Williams A.E. // COMSAT Tech. Rev. 1971. Vol. 1. P. 21.
[2] Cameron R.J., Kudzia C.M. Microwave Filters for Communication Systems. – Hoboken: JohnWiley & Sons, Inc., 2018, p. 897.
[3] <https://www.mathworks.com/help/gads/how-globalsearch-and-multistart-work.html#bsc9eec>

СИНХРОНИЗАЦИЯ КОЛЕБАНИЙ В МОДЕЛИ СВЯЗАННЫХ ПОПУЛЯЦИОННЫХ ИГР

О.С. Вершинина, М.В. Иванченко

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Синхронизация колебаний играет значительную роль в естествознании. Под синхронизацией понимается подстройка частот и фаз двух или более осциллирующих объектов при их взаимодействии [1]. Существует множество примеров синхронного поведения подсистем в различных областях. Примером из радиофизики может служить взаимная синхронизация колебаний связанных генераторов с запаздыванием [2]. В биологии известны примеры синхронизации нейронных сетей [3], а также синхронизации популяций в модели связанных сообществ «хищник-жертва» [4]. Однако, несмотря на наличие большого числа исследований по синхронизации объектов разной природы, синхронизация в рамках эволюционной теории игр не была исследована.

Рассматривается эволюционная игра «Битва полов», в которой стратегии поведения (фенотипы) животных особей, касающиеся создания семьи и воспитания потомства, борются за доминирование [5]. В игре принимают участие две популяции особей одного вида, но разного пола: самцы (популяция A) и самки (популяция B). Каждая популяция состоит из N особей (игроков, агентов). Каждый игрок обладает одной из двух возможных наследуемых стратегий поведения. Взаимодействуя друг с другом, самец и самка получают некоторую выгоду или, наоборот, терпят убытки. Условные единицы выгоды, которые называются платежами, для данной игры представлены в матрице платежей (1):

$$\begin{pmatrix} a_{11} = 1; b_{11} = -1 & a_{12} = -1; b_{12} = 1 \\ a_{21} = -1; b_{21} = 1 & a_{22} = 1; b_{22} = -1 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где $a_{ss'}$ – это платеж для самца со стратегией $s \in \{1, 2\}$, который встречается с самкой со стратегией $s' \in \{1, 2\}$. Аналогично, $b_{ss'}$ – это платеж для самки со стратегией s' , которая взаимодействует с самцом со стратегией s .

Эволюционный процесс состоит из многократно повторяющихся раундов игры. Каждый раунд включает в себя следующие шаги (стохастический частотно-зависимый процесс Морана): выбор игроков – в каждой популяции случайным образом с вероятностью, пропорциональной приспособленности стратегий, выбирается игрок для создания семейной пары; размножение – у выбранной пары игроков рождаются два потомка (самец и самка), которые наследуют стратегию поведения родителя того же пола; гибель – в каждой популяции погибает случайно выбранный игрок. Согласно описанному процессу, размер популяций остается постоянным на всем протяжении игры, изменяется только число особей с первой и второй стратегией, поэтому состояние системы достаточно описать двумя величинами: i – число самцов с первой стратегией, j – число самок с первой стратегией, $0 \leq i, j \leq N$.

Вероятность выбора игроков на каждом раунде игры зависит от приспособленности стратегий. Чем более успешна стратегия, то есть, чем большую среднюю выгоду получают игроки, придерживающиеся этой стратегии, тем больше вероятность того, что игрок с этой стратегией будет выбран для дальнейшего размножения. Вероятность выбрать в популяции самцов A игрока с первой стратегией определяется как

$$P_1^A = \frac{i}{N} \cdot \frac{1 - w + w \cdot \pi_1^A}{1 - w + w \cdot \bar{\pi}^A}, \quad (2)$$

где $\pi_1^A = (a_{11} \cdot j + a_{12} \cdot (N - j)) / N$ – средний платеж самцов с первой стратегией; $\bar{\pi}^A = (\pi_1^A \cdot i + \pi_2^A \cdot (N - i)) / N$ – средний платеж всей популяции самцов; w – сила отбора. По аналогии можно записать вероятность выбора самца со второй стратегией, а также обе вероятности для популяции самок.

Динамика системы рассматривается до тех пор, пока одна из популяций не достигнет состояния поглощения (вырождения, фиксации). В таком состоянии выживает только одна из двух стратегий поведения ($i = 0, i = N, j = 0, j = N$). В популяциях конечного размера всегда наступает вырождение, однако, переходная динамика может быть весьма нетривиальна.

Ранее для игры «Битва полов» было показано, что до момента поглощения в системе наблюдаются переходные стохастические циклические колебания числа игроков с первой стратегией (i и j) [6]. Свойства колебаний, такие как частота, амплитуда и время жизни (число раундов игры до поглощения) зависят от размера популяций N , а также от параметра силы отбора w . На рис. 1 представлены примеры колебаний числа игроков при следующих параметрах игры: $N = 200, w = 0.3$ (рис. 1а), $N = 200, w = 0.5$ (рис. 1б) и $N = 800, w = 0.3$ (рис. 1в). При увеличении размера популяций частота колебаний уменьшается, а время жизни увеличивается. При увеличении силы отбора амплитуда колебаний уменьшается, а частота и время жизни колебаний, наоборот, увеличиваются.

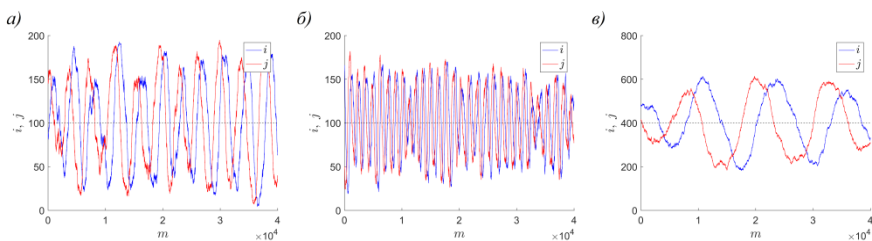


Рис. 1

Представив игру «Битва полов» как автоколебательную подсистему, была составлена система взаимодействующих эволюционных игр (популяционных сообществ) и исследована возможность взаимной синхронизации колебаний.

Связь между сообществами устанавливается посредством миграции игроков. Теперь на каждом раунде игры сначала в каждом сообществе независимо осуществляется процесс Морана, затем происходит миграция случайных особей между соседними сообществами. Сила связи между подсистемами $0 \leq p \leq 1$ – это вероятность миграции. При $p = 0$ сообщества никак не связаны и эволюционируют независимо, а при $p = 1$ миграция осуществляется на каждом раунде игры. Самцы и самки мигрируют с одинаковой вероятностью, однако, поскольку процесс случаен, то на некотором раунде игры при $p < 1$ может случиться так, что мигрируют игроки только одного пола.

Была рассмотрена система двух связанных сообществ C_1 и C_2 с одинаковым размером популяций $N = 200$, но разным значением силы отбора. Параметр силы отбора был зафиксирован для первого сообщества и равен $w_1 = 0.3$, а для второго сообщества значение параметра варьировалось. Поскольку сила отбора напрямую влияет на частоту колебаний, то рассматриваемая система представляет собой систему связанных стохастических осцилляторов с отличающимися собственными частотами.

Синхронизация колебаний оценивалась в терминах захвата частот и фаз. На рис. 2 представлены кривые зависимости разности средних наблюдаемых частот двух связанных сообществ $\langle \Omega_1 \rangle - \langle \Omega_2 \rangle$ от силы отбора (по сути, от частоты) второго сообщества. Можно заметить, что малая сила способна синхронизовать только идентичные подсистемы. При увеличении силы связи появляется область захвата частоты, внутри которой разность средних частот близка к нулю. Наблюдаемая картина типична для традиционных систем связанных осцилляторов.

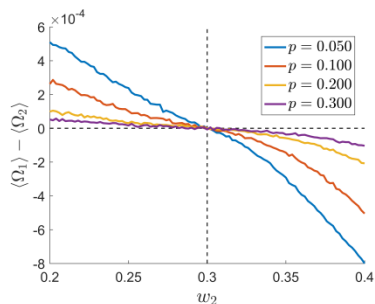


Рис. 2

На рис. 3 представлены зависимости средних частот колебаний, наблюдаемых в двух связанных сообществах C_1 и C_2 , от силы связи. Было рассмотрено три системы: $w_1 = 0.3, w_2 = 0.35$ (рис. 3а), $w_1 = 0.3, w_2 = 0.1$ (рис. 3б) и $w_1 = 0.3, w_2 = 0.5$ (рис. 3в). Можно заметить, что чем больше разница в силах отбора двух подсистем (и, соответственно, начальная расстройка частот), тем большая сила требуется для того, чтобы синхронизовать сообщества. Однако даже максимальная сила связи ($p = 1$) не способна синхронизовать сильно различающиеся подсистемы.

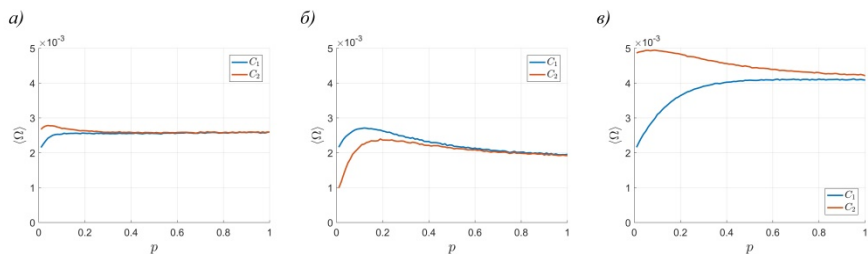


Рис. 3

Для оценки фазовой синхронизации были построены распределения циклической разности фаз $\varphi \bmod 2\pi$ двух связанных сообществ с $w_1 = 0.3$ и $w_2 = 0.35$ (рис. 4). Когда сила связи мала ($p = 0.01$, рис. 4а), то распределение широкое, что соответствует асинхронному режиму колебаний. При увеличении силы связи ($p = 0.1, p = 0.5$, рис. 4б, в) на распределении появляется пик, что в статистическом смысле означает преимущественно ограниченную разность фаз и синхронизацию стохастических колебаний.

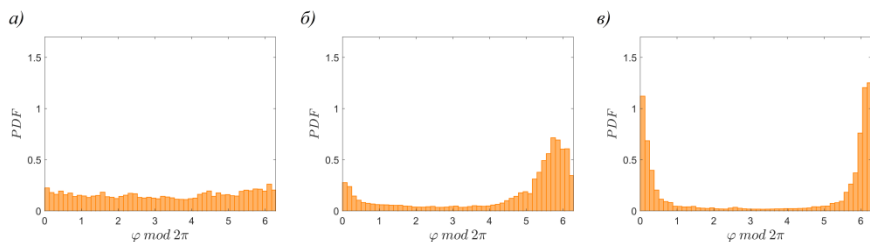


Рис. 4

Пример колебаний двух взаимосвязанных подсистем с $w_1 = 0.3$ и $w_2 = 0.35$, а именно изменение с течением игры числа самцов с первой стратегией i , представлен на рис. 5. Сила связи между сообществами равна $p = 0.7$. Наблюдается отчетливая подстройка колебаний: частоты и фазы колебаний совпадают. При этом наблюдается так же совпадение средних амплитуд колебаний, что может быть интерпретировано, как полная синхронизация. Стоит так же отметить, что свойства колебаний изменяются при наличии сильной связи. Помимо того, что амплитуда связанных сообществ выравнивается, она так же уменьшается при увеличении силы связи. Напротив, время жизни колебаний, то есть время переходной динамики, многократно увеличивается.

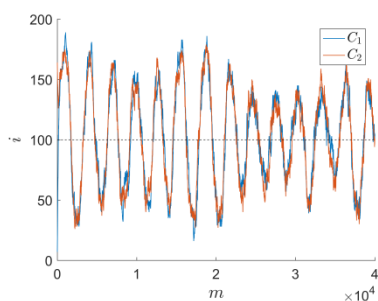


Рис. 5

Таким образом, была продемонстрирована взаимная синхронизация колебаний в системе связанных сообществ, эволюционирующих по правилам популяционной игры «Битва полов». Подстройка ритмов колебаний наблюдалась так же и в ансамблях более чем двух связанных эволюционных игр.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (проект № 20-32-90202) и Минобрнауки РФ (соглашение № FSWR-2020-0036).

- [1] Пиковский А., Розенблюм М., Куртс Ю. Синхронизация: Фундаментальное нелинейное явление. – М.: Техносфера, 2003, 496 с.
- [2] Емельянов В.В., Емельянова Ю.П. // Известия вузов. ПНД. 2013. Т. 21, № 3. С. 52.
- [3] Abarbanel H.D. et al. // Physics-Uspekhi. 1996. Vol. 39, No. 4. P. 337.
- [4] Кулаков М.П., Курилова Е.В., Фрисман Е.Я. // Математическая биология и биоинформатика. 2019. Т. 14, No. 2. С. 588.
- [5] Dawkins R. The Selfish Gene. – Oxford: Oxford University Press, 1976.
- [6] Vershina O., Ivanchenko M., Denisov S. // Cybernetics and Physics. 2019. Vol. 8, No. 4. P. 307.

Секция «Математическое моделирование
процессов и систем»

Заседание секции проводилось 23 мая 2023 г.
Председатель – А.А. Дубков, секретарь – А.А. Харчева.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXVII научной конференции по радиофизике

**СЕКЦИЯ
«СТОХАСТИЧЕСКИЕ МУЛЬТИСТАБИЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ»**

Сопредседатели – Б. Спаньоло (Италия), А.А. Дубков, секретарь – А.А. Харчева.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОЕ СОЕДИНЕНИЕ МЕМРИСТОРА С ДРУГИМИ ДИСКРЕТНЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ

А.Е. Китаев¹⁾, А.И. Белов²⁾, Д.В. Гусейнов²⁾, А.Н. Михайлов²⁾

¹⁾ АО «ННПО имени М.В. Фрунзе»

²⁾ ННГУ имени Н.И. Лобачевского

Введение

Мемристор – дискретный радиотехнический элемент, теоретически предсказанный в семидесятые годы 20-го века ([1],[2]) и реализованный на практике уже 21-м веке (в 2008 году) в форме устройства с резистивным переключением [3]. Возможности интеграции мемристивных устройств с КМОП-схемами делают актуальным изучение электрических цепей, в составе которых мемристоры соединены с обычными дискретными элементами.

Доклад сделан по материалам статьи [4] (и ее переводного варианта [5]). В этих работах исследованы уравнения, описывающие участки радиотехнических цепей, в состав которых входят мемристоры, последовательно соединенные с традиционными дискретными элементами: резистором, полупроводниковым диодом, индуктивностью и емкостью. При этом рассмотрены мемристоры, управляемые напряжением и подчиняющиеся уравнениям модели с переключением порогового типа.

Методика решения задачи

Получили известность следующие общие уравнения [2] для мемристивных систем, управляемых напряжением:

$$I(t) = \frac{V(t)}{R(x, V)}, \quad \frac{dx}{dt} = f(x, V). \quad (1)$$

Здесь I – ток, проходящий через мемристор, V – напряжение, приложенное к мемристор, x – внутренний параметр. В нашем случае внутренний параметр x – это отношение длины части прибора, обладающей повышенной проводимостью, к полной длине прибора.

В качестве возможной функции состояния f в статье [6] приведена следующая функция, описываемая разными выражениями при различных значениях аргумента (кусочно-заданная):

$$f(x, V) = \begin{cases} \alpha(V - V_{t+})(1 - x), & V > V_{t+}, \\ \beta(V - V_{t-})x, & V < V_{t-}, \\ 0, & V_{t-} < V < V_{t+}. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь α, β – скорости переключения, V_{t+} и V_{t-} – пороги переключения (предполагается, что первый порог имеет положительное значение, а второй – отрицательное). В докладе исследуется поведение электрических цепей с мемристором в том случае, когда аналогичные пороги переключения «сглажены» (при этом функция состояния представляется единой формулой):

$$f(x, V) = P_1 (V - V_{t+})\alpha(V - V_{t+})(1 - x) + \quad (3)$$

$$+P_1(-(V - V_{t-}))\beta(V - V_{t-})x.$$

Здесь $P_1(V)$ – пороговая функция, которая выражается через функцию ошибок:

$$P_1(V) = 0.5 \operatorname{erf}(v_1 V) + 0.5. \quad (4)$$

Параметр v_1 определяет быстроту спада пороговой функции.

Вначале исследуется самый простой случай – когда управляющее напряжение приложено непосредственно к мемристору (это заданное внешнее напряжение V является последовательностью треугольных импульсов). При этом решается система уравнений (1). Функция f задается формулами (3) и (4), а R выражается следующей формулой:

$$R = R_{off} + (R_{on} - R_{off})x. \quad (5)$$

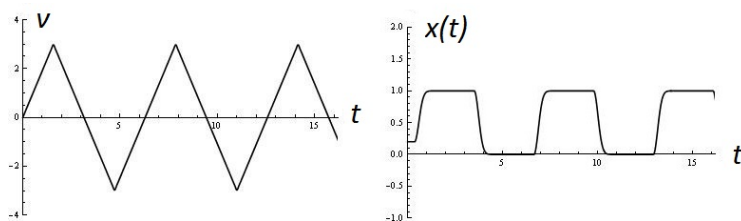


Рис. 1

Графики заданного напряжения и результата численного расчета для параметра x изображены на рисунке 1.

Следующий исследованный вариант – последовательное соединение мемристора и резистора с сопротивлением R . Решается система из трех уравнений:

$$I = \frac{V(t)}{R + R_M}, \quad R_M = R_M(x), \quad \frac{dx}{dt} = f(x, IR_M). \quad (6)$$

Во втором уравнении R_M выражается через x так же, как и R в формуле (5).

Для данной комбинации (мемристор-резистор) было проведено сравнение результатов численного расчета с экспериментом. При этом использовались данные, полученные в Нижегородском университете им. Лобачевского Михайловым, Гусейновым и Беловым. Эксперимент проводился с мемристивным устройством в интегральном исполнении – со структурой «металл-оксид-металл». Использовалась мемристивная структура Au (20 нм) / ZrO₂ (Y) (20 нм) / Ta (20 нм) / Pt (50 нм), сформированная на окисленной подложке кремния. Пленка ZrO₂(Y) наносилась при температуре 300 °С методом ВЧ-магнетронного распыления мишени из смеси порошков ZrO₂ (88 мол. %) и Y₂O₃ (12 мол. %). Металлические электроды наносились методом магнетронного распыления на постоянном токе при температуре 200 °С. Площадь мемристивного устройства составила 20 × 20 мкм.

При расчете принималось, что на участок цепи с мемристормом и резистором, которые соединены последовательно, подается напряжение, соответствующее данным рисунка 1, сдвинутому влево на полпериода и смещенным на 0.15 В (амплитуда данного

пилообразного напряжения составляла 1.15 В, таким образом внешнее напряжение изменялось от -1 В до 1.3 В, период равен 18 сек). Для соответствия полярности переключения той, что была реализована в эксперименте при заземлении верхнего электрода мемристивной структуры, полярность напряжения в модели также была изменена на противоположную.

Параметры в уравнениях были выбраны следующие: $\alpha = 173.95$, $\beta = 0.7$ (скорости переключения), $V_{i-} = -0.48$, $V_{i+} = 0.57$ (пороги переключения), $v_1 = 30$ (параметр крутизны пороговой функции P_1), $R_{on} = 1400$ Ом, $R_{off} = 17700$ Ом, $R = 1000$ Ом (сопротивление последовательно подключенного резистора). Начальное значение (при $t = 0$) внутреннего параметра x было взято равным 0.2. На рисунке 2 представлены результаты сравнения вольт-амперных характеристик для расчетных данных (прерывистая линия) и данных эксперимента (тонкие сплошные линии).

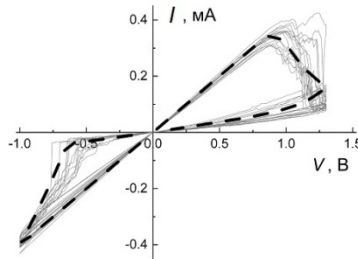


Рис. 2

Третий вариант – это последовательное соединение мемристора и полупроводникового диода. Система уравнений для этого случая следующая:

$$\begin{cases} I = -I_s + \frac{V_T}{R_M} W\left(I_s \frac{R_M}{V_T} \exp\left(\frac{V}{V_T} + I_s \frac{R_M}{V_T}\right)\right), \\ R_M = R_{off} + (R_{on} - R_{off})x, \\ \frac{dx}{dt} = f(x, IR_M). \end{cases} \quad (7)$$

Здесь V_T – температурный потенциал, I_s – ток насыщения, $W(x)$ – специальная функция Ламберта. Для того, чтобы наблюдать последовательность переключений сопротивления мемристора в данной цепи, мемристор должен быть униполярным (с положительными порогами переключения).

Известно, что тонкопленочные структуры, обладающие эффектом резистивного переключения, могут в начальном состоянии (до процесса электроформовки) иметь ВАХ, похожую на характеристику полупроводникового диода [7]. Рассмотрение третьего варианта наводит на мысль, что мемристор до электроформовки можно сопоставить схеме замещения в виде «мемристор-полупроводниковый диод» (при учете омического сопротивления диода). И предположить, что один из результатов электроформовки математически эквивалентен резкому повышению тока насыщения во «встроенном» в структуру диоде, благодаря чему диодные свойства образца исчезают. Альтернативное объяснение может базироваться на модели, согласно которой мемристор

представляется как параллельное соединение двух участков цепи: «мемристор-диод» и «мемристор-резистор». Причем до электроформовки сопротивление резистора очень велико, а в ходе электроформовки оно снижается и шунтирует диод.

В статье [5] (и [6]) также были исследованы варианты «мемристор-катушка индуктивности (L)» и «мемристор-конденсатор (C)».

$$\left\{ \begin{array}{l} L \frac{dI}{dt} + IR_M = V, \\ R_M = R_{off} + (R_{on} - R_{off})x, \\ \frac{dx}{dt} = f(x, IR_M). \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{C} \int Idt + IR_M = V, \\ R_M = R_{off} + (R_{on} - R_{off})x, \\ \frac{dx}{dt} = f(x, IR_M). \end{array} \right. \quad (8)$$

В качестве вывода можно отметить - сравнение результатов расчета с экспериментальными данными показывает, что использованная модель вполне адекватно воспроизводит основные характеристики системы. Предложенное же объяснение процессов электроформовки требует дальнейшего исследования и проверки.

- [1] Chua L.O. // IEEE Trans. 1971. Vol. CT-18, No. 5. P. 507.
- [2] Chua L.O., Kang S. // Proc. IEEE. 1976. Vol. 64, No. 2. P. 209.
- [3] Strukov D.B., Snider G.S., Stewart D.R., Williams R.S. // Nature. 2008. Vol. 453. P. 80.
- [4] Китаев А.Е., Белов А.И., Гусейнов Д.В., Михайлов А.Н. // Радиотехника и электроника. 2023. Т. 68, № 3. С. 295.
- [5] Kitaev A.E., Belov A.I., Guseinov D.V., Mikhaylov A.N. // Journal of Communications Technology and Electronics. 2023. Vol. 68, No. 3. P. 287.
- [6] Guseinov D.V., Mikhaylov A.N., Pershin Y.P. // IEEE Trans. Circuits Syst. II. Express Briefs. 2022. Vol. 69. P. 1802.
- [7] Ярмаркин В.К., Шульман С.Г., Леманов В.В. // Физика твердого тела. 2008. Т. 50, № 10. С. 1767.

LOW-FREQUENCY NOISE SPECTROSCOPY APPLICATION FOR NUMERIC ESTIMATION OF NITROGEN ION DIFFUSION JUMPS PARAMETERS IN Si_3N_4 -BASED MEMRISTIVE STRUCTURES

V.S. Kochergin ¹⁾, A.V. Yakimov ¹⁾, A.V. Klyuev ¹⁾, D.O. Filatov ¹⁾, O.N. Gorshkov ¹⁾, D.A. Antonov ¹⁾, A.N. Mikhaylov ¹⁾, O.V. Matorina ¹⁾, N. Vasileiadis ²⁾, P. Dimitrakis ²⁾, B. Spagnolo ^{1,3)}

¹⁾ National Research Lobachevsky State University

²⁾ National Center for Scientific Research “Demokritos”

³⁾ Dipartimento di Fisica e Chimica “Emilio Sergè”

Here, we investigate the microstructure of the electron current through the conducting filament in the low resistance state (LRS) and propose that the low frequency (LF) flicker noise in this current is related to random jumps of nitride ions between the nitride vacancies within and around the filament. These jumps lead to the random telegraph noise (RTN) in the filament conductivity and, as a result, the RTN in the electron current. An ensemble of RTNs, under certain conditions, is manifested as the LF flicker noise. The technique was previously developed for yttria-stabilized zirconia [1–2]. The current in the high resistance state (HRS) was investigated as well, but this one exhibit statistical characteristics close to these one of the experimental setup inner noise.

The method is based on the analysis of the LF flicker noise spectrum in the electron current. Previous investigations of the flicker noise in memristors with macroscopic electrodes have provided a deep insight into the resistance switching (RS) mechanism. Our analysis is carried out taking into account the geometric parameters of the filament. This allows us to estimate the rms magnitude i_0 of the current jumps, which are caused by random jumps of nitrogen ions. The number M of these ions is also estimated.

Jumps of ions affect the conductivity of the filament through two mechanisms. The first is that the ion can jump out of the filament and then come back. Each jump gives rise to the random change of the effective filament diameter. The second mechanism is that the ion may jump inside the filament. The single jump changes the distance of nearby ions almost in one period. As a result, the tunneling conductivity in the vicinity of the jumping ion is changed. These mechanisms produce similar effects in the filament current random modulation.

For simplicity, we believe that a single ion has only two metastable states (“0”, “1”), separated by an energy barrier E , with the difference E_b in the depths of local potential minima. That is, the ion forms a two-level system (TLS). The thermally activated ion transitions between these states lead to RTN in the filament conductivity, and, thus, in the electron current.

The average residence times of the ion in metastable states are determined by Kramers’ law

$$\tau_0 = \frac{1}{f_T} \exp\left(\frac{E}{kT}\right), \tau_1 = \tau_0 \exp\left(\frac{E_b}{kT}\right). \quad (1)$$

Here $f_T \approx 10^{13}$ Hz is the average frequency of the lattice thermal vibrations; k is the Boltzmann constant, and T is the absolute temperature.

Each diffusing ion forms a separate TLS, with the number $m \in [1; M]$. The total electron current $I(t)$ is a superposition of M elementary RTN $i_m(t)$,

$$I_t(t) = \langle I_t(t) \rangle + \sum_{m=1}^M i_m(t). \quad (2)$$

Here the operator $\langle \dots \rangle$ means the ensemble averaging. All RTN have zero mean value, $\langle i_m(t) \rangle = 0$. The RTN consists of rectangular pulses “1”, separated by pauses “0”. The random magnitude of the pulse in the RTN with number m , is a_m . The durations of pulses and pauses τ are distributed according to Boltzmann's law with average values τ_1 and τ_0 ,

$$W_{1,0}(\tau) = \frac{1}{\tau_{1,0}} \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_{1,0}}\right), \tau \geq 0 \quad (3)$$

The probability of pulses is equal to $p = \tau_1 / (\tau_0 + \tau_1)$.

The spectrum of RTN has the Lorentzian form,

$$S_{RTN}(f|f_c) = A_{RTN} \frac{f_c}{f_c^2 + f^2}. \quad (4)$$

Here, A_{RTN} is determined by the mean square value $\langle a_m^2 \rangle$ of the RTN magnitude, and f_c is the cutoff frequency

$$A_{RTN} = \frac{2}{\pi} \langle a_m^2 \rangle p, f_c = \frac{1}{2\pi} (\tau_0^{-1} + \tau_1^{-1}). \quad (5)$$

The total spectrum is a weighted sum of all RTN spectra,

$$S_{It}(f) = M \int_{(f_c)} S_{RTN}(f|f_c) W_c(f_c) df_c. \quad (6)$$

Here, $W_c(f_c)$ is the probability density function (pdf) of cutoff frequencies; integration is carried out over the band of all cutoff frequencies. To obtain the flicker type spectrum of the type $1/f^\gamma$ it is necessary to have the following pdf

$$W_c(f_c) = \frac{B_c}{f_c^\gamma}; B_c = \frac{1-\gamma}{f_H^{1-\gamma} - f_L^{1-\gamma}}; f_c \in [f_L; f_H]. \quad (7)$$

If $\gamma=1$, then $B_c = 1/\ln(f_H/f_L)$. Using pdf (7) we get the expression for spectrum (6):

$$S_{It}(f) = \frac{A}{f^\gamma}; A = C_A X_A; \quad (8)$$

$$C_A = \frac{p B_c}{\sin(\frac{\gamma\pi}{2})}; X_A = M \langle a_m^2 \rangle.$$

Here, the parameters A and γ of the spectrum are determined from the measurements. To calculate the factor C_A we need to know the probability p . Knowing the parameters A and C_A we can calculate the second factor X_A . This allows us to determine the mean square value $\langle a_m^2 \rangle$, if the number M of ions is known.

Two structures are studied [3]. The first one (the S1 film) comprised a 6 nm Si_3N_4 film deposited onto the substrate directly. The second structure (the S2 stack), a 6 nm Si_3N_4 film is deposited onto a 2-nm thick SiO_2 sublayer grown on the substrate.

It is proposed that the RS is caused by elementary drift/diffusion jumps of defects (presumably, nitrogen vacancies) inside and around the conducting filament, which are affected by supplied voltage V_g .

In the HRS only the experimental setup internal noise is detected for both structures. Thus, the current only in the LRS is investigated.

To reveal the net spectra $S_{\text{net}}(f)$ of the noise generated by the film, we subtract the spectrum $S_0(f)$ of the setup internal noise from the measured raw spectra $S_{\text{raw}}(f)$,

$$S_{\text{net}}(f) = S_{\text{raw}}(f) - S_0(f). \quad (9)$$

Spectra from datasets are fitted by the smoothed function

$$S_{\text{Fit}}(f) = \left(\frac{A}{f^\gamma}\right) + S_0. \quad (10)$$

Knowing γ , and boundaries $[f_L, f_H]$, allows us to determine pdf (7), including B_c . We assume that all the TLS formed by diffusing ions are symmetric, that is $E_b = 0$. Thus, according to Eq. (1), $\tau_0 = \tau_1$. Therefore, we have $p = 0.5$. This provides the estimates for two factors of Eq. (8): C_A , and X_A .

We use geometrical considerations to estimate the number M of ions. The length of the filament is 6×10^{-9} m. The lattice constant of the film is equal to 5×10^{-10} m. We take the diameter of the filament 3×10^{-9} m.

Also, we suppose that almost half of lattice cells in the filament are occupied by diffusing ions, this gives $M \approx 170$. Thus, we find $i_0 = \sqrt{\langle a_m^2 \rangle}$. All data are presented in the Table below.

Datasets	$\langle I \rangle$, nA	σ_{I_t} , nA	A	γ	i_0 , nA
1s1	99	31	35×10^6	1.40	0.50
2s1	81	32	180×10^6	1.50	0.85
3s1	88	25	60×10^6	1.30	0.88
4s1	58	37	90×10^6	1.35	0.94
5s1	34	29	22×10^6	1.35	0.46
6s1	3.0	3.7	1.5×10^6	1.50	0.078
7s1	1.0	1.8	0.14×10^6	1.50	0.024
1s2	2.2	2.5	2.5×10^4	1.00	0.043
2s2	4.1	3.7	5.0×10^4	1.00	0.061
3s2	4.3	2.6	2.5×10^4	1.15	0.028
4s2	0.66	0.39	8.0×10^3	1.00	0.024

In this table, the first column contains the names of datasets. The next two columns contain: the average current $\langle I \rangle$ through the filament, and rms value σ_{I_t} of this current. The following two columns contain parameters A and γ of the spectrum **Ошибка! Источник ссылки не найден.**, in pA^2/Hz . The last column contains the rms magnitude i_0 .

As a result, the indirect method is developed here for determining the microstructure of the electron current through the nanometer-sized memristor. The method is based on measur-

ing the spectrum of the LF flicker noise in this current, and taking into account the total number of diffusing ions, which affect the electronic transport through the filament. This allows us to estimate the rms value of the electron current jumps, which are caused by random jumps of ions diffusing within and around the conducting filament.

The electron current through the contact of conducting atom force microscope probe to Si_3N_4 structures is investigated. The total number of diffusing ions is determined. Knowing this number allows us to obtain the estimate of the rms current jump magnitude in the LRS. The obtained estimates are of fundamental importance for the understanding of the resistive switching mechanisms in the Si_3N_4 -based memristor as well as for the numerical simulations of memristor devices.

This work was supported by: the Government of the Russian Federation, Agreements No. 074-02-2018-330 (2), and No. 075-15-2021-640; the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation, the Strategic Academic Leadership Program “Priority 2030”, the priority direction of the development of science, technology and technics in the Russian Federation “Information and telecommunication systems”, the main scientific direction of the UNN “4. Radiophysics and electronics. Physical electronics and quantum electronics. Radio-physical measurements. Statistical Radiophysics and signal processing”, Agreement No. 075-15-2021-1332. The samples for experimental investigations were fabricated within the framework of the Greece–Russia bilateral joint research project MEM-Q supported by GSRT funded by National and European funds (project No. MIS T4ΔPΩ-00030/ 5021467). The measurements were carried out using the shared research facility of Research and Educational Center for Physics of Solid-State Nanostructures at Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod.

- [1] 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.
- [2] Klyuev A.V., Yakimov A.V., Filatov D.O., Gorshkov O.N., Antonov D.A., Liskin D.A., Antonov I.N., and Anikina Yu.I. *Proc. 25th International Conference on Noise and Fluctuations (ICNF 2019)*. 18–21 June 2019, Neuchâtel, Switzerland. P. 136.
- [3] Vasileiadis N., Loukas P., Karakolis P., Ioannou-Sougleridis V., Normand P., Ntinis V., Fyrigos I.A., Karafyllidis I., Sirakoulis G.Ch., Dimitrakis P. // *Chaos, Solitons and Fractals*. 2021. Vol. 153. P. 111533.

ВЛИЯНИЕ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ИМПУЛЬСОВ НАПРЯЖЕНИЯ НА РЕЗИСТИВНОЕ СОСТОЯНИЕ МЕМРИСТИВНЫХ УСТРОЙСТВ НА ОСНОВЕ $ZrO_2(Y)$

М.Н. Коряжкина¹), И.Н. Антонов¹), Д.И. Большаков¹), А.Н. Михайлов¹),
Д.О. Филатов¹), О.Н. Горшков¹), Д. Валенти²), Б. Спаньоло^{1, 2})

¹) ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²) Университет Палермо

В последние годы интенсивно ведутся исследования и разработки нейроморфных систем, построенных на современной компонентной базе. В отличие от фон Неймановской архитектуры, нейроморфные системы используют принципы работы биологических нейронных сетей, в которых реализуются так называемые “вычисления в памяти”, и могут быть реализованы на основе мемристивных структур и технологий. Принцип работы мемристоров заключается в воспроизводимом изменении резистивного состояния (РС) тонкой диэлектрической пленки, так называемое резистивное переключение (РП). Переключение из состояния с высоким сопротивлением в состояние с низким сопротивлением определяется как SET процесс, а в обратную сторону – RESET процесс. Общепринятым механизмом РП считается восстановление/разрушение филаментов (проводящих областей), образованных внутри диэлектрической пленки, под действием внешнего напряжения. Отличительной особенностью мемристивного устройства является способность плавно изменять свое РС, имитируя при этом работу биологических клеток – синаптическую пластичность (свойство синапсов, проявляющееся в изменении эффективности передачи информации между двумя нейронами в результате внешнего воздействия).

Выполненные к настоящему времени исследования показывают, что нейроморфные системы на основе мемристивных устройств демонстрируют существенный выигрыш в производительности и энергоэффективности [1]. Несмотря на явные преимущества использования мемристивных устройств в нейроморфных системах существует ряд проблем, касающихся характеристик их синаптической пластичности. Одна из них связана с недостаточной стабильностью параметров РП. Высокая степень флуктуаций сопротивления мемристивных устройств отрицательно влияет на точность нейроморфных вычислений [2]. Мемристивные устройства в нейроморфных системах должны обладать большим временем наработки на отказ без снижения производительности [3].

Вышеуказанные проблемы могут быть решены с помощью комбинированного подхода, включающего в себя как правильный выбор материалов электродов и диэлектрической пленки, так и подбор эффективного протокола для изменения РС мемристивного устройства.

В данной работе представлен метод управления синаптической пластичностью мемристивных устройств, основанный на изменении не только амплитуды управляющих импульсов, но и их длительности. В качестве объекта исследования в данной работе выступало мемристивное устройство на основе $ZrO_2(Y)$ благодаря продемонстрированной высокой стабильности их параметров РП [4]. Детальную информацию о технологии изготовления исследованного устройства, параметрах его РП и схематическое изображение экспериментальной установки можно найти в [4]. Измерения были реализованы при помощи устройства National Instruments USB-6341.

Выполнены исследования влияния длительности импульсов с фиксированной амплитудой на РС устройства. Для этого на устройство подавался сигнал, состоящий из последовательности семи импульсов с положительной амплитудой A и одного импульса с отрицательной амплитудой (схематическое изображение одного цикла входного сигнала показано на рис. 1). Величина A имела фиксированное значение в рамках одного эксперимента и варьировалась от эксперимента к эксперименту в диапазоне 0,8 – 1,5 В с шагом 0,1 В. Выбранный диапазон величины A покрывал диапазон напряжений, при которых реализуются изменения РС на вольт-амперных характеристиках [4]. Длительность импульсов с положительной амплитудой в рамках одного цикла входного сигнала последовательно возрастала от 0,5 до 50 мкс и в сумме составляла 88,5 мкс. Импульс с отрицательной амплитудой, равной -2 В, и фиксированной длительностью, равной 50 мкс, подавался на мемристивное устройство с целью его надежного переключения в исходное (или близкое к исходному) состояние с низким сопротивлением. Резистивное состояние устройства считывалось импульсом чтения с амплитудой 0,4 В и длительностью 60 мкс после каждого переключающего импульса.

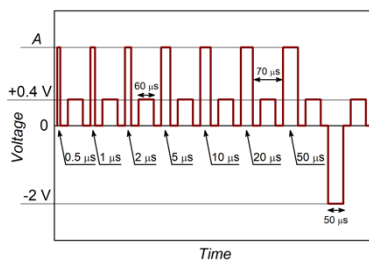


Рис. 1

Отклик мемристивного устройства на входной сигнал обрабатывался следующим образом. Для каждого случая величины A определялась зависимость значений тока, полученных при чтении после конкретного импульса (с положительной амплитудой и определенной длительности или с отрицательной амплитудой), от количества циклов приложения входного сигнала. Полученные на предыдущем этапе обработки значения тока усреднялись отдельно для каждого случая величины амплитуды (положительной или отрицательной) и длительности. Из полученных данных строилась зависимость средних значений тока от длительности импульсов или времени воздействия.

На рис. 2-5 показаны зависимости тока от количества циклов приложения входного сигнала, полученные при разных амплитудах положительных импульсов: 1 (рис. 2), 1,1 (рис. 3), 1,3 (рис. 4) и 1,5 В (рис. 5). Установлено, что при подаче последовательности импульсов с положительной амплитудой менее и ~ 1 В изменение РС (изменение значений тока) отсутствует (рис. 2). При амплитудах > 1 В сопротивление мемристивного устройства существенно возрастало с увеличением длительности импульса (рис. 3-5). При этом увеличение амплитуды приводило к увеличению флуктуаций тока (более $\sim 10^2$) и сбоям в работе устройства, а приложение импульсов с отрицательной амплитудой периодически не переключало устройство в состояние с низким сопротивлением (рис. 5).

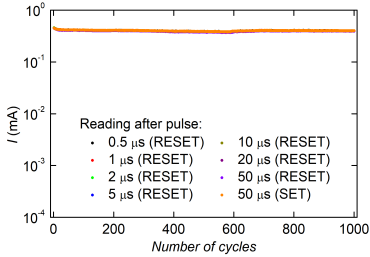


Рис. 2

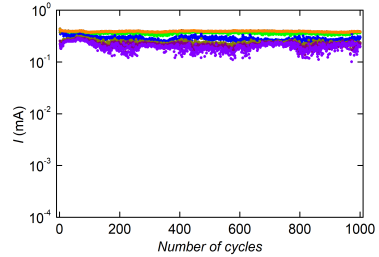


Рис. 3

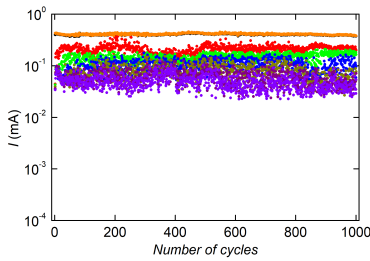


Рис. 4

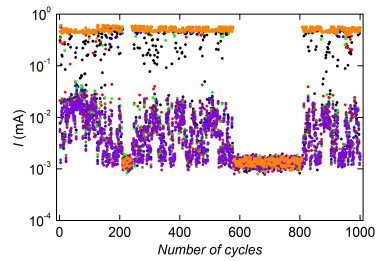


Рис. 5

На рис. 6 показаны зависимости среднего значения тока от длительности импульсов с амплитудой 1,1, 1,2 и 1,3 В. Зависимости могут быть удовлетворительно аппроксимированы экспоненциальной затухающей функцией. Отметим, что наблюдается обратная зависимость коэффициента затухания τ экспоненциальной функции от величины амплитуды положительных импульсов. Значение тока уменьшается в e раз за первые три импульса при приложении входного сигнала с амплитудой 1,3 В и за первые 5 импульсов – с амплитудой 1,2 В. В случае амплитуды 1,1 В значение тока после первого и последнего импульсов отличаются в ~ 2 раза. Также отметим, что значение тока после первого и последнего импульсов в случае 1,2 В отличаются в 5 раз, а в случае 1,3 В – почти на порядок величины.

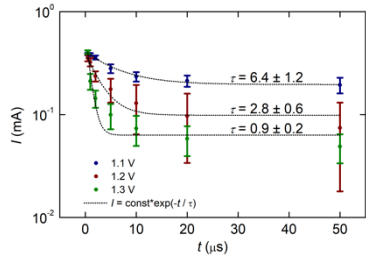


Рис. 6

С целью сравнения воздействия входных сигналов с последовательно увеличивающейся и с фиксированной длительностью импульсов на изменение РС устройства были построены зависимости среднего значения тока от времени воздействия (рис. 7-9). Данные с фиксированной длительностью импульсов (5,5 мкс) были опубликованы ранее в [5]. Под временем воздействия понимается сумма длительностей переключающих импульсов, предшествующих текущему чтению (например, в настоящей работе в условиях входного сигнала, изображенного на рис. 1, время воздействия для значения

тока, полученного при чтении после импульса с длительностью 10 мкс, составляет 18,5 мкс).

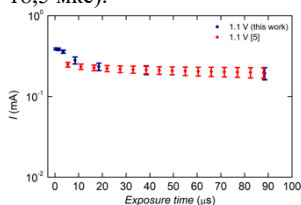


Рис. 7

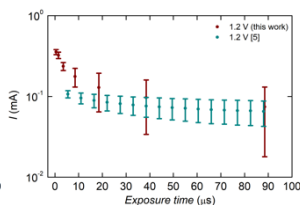


Рис. 8

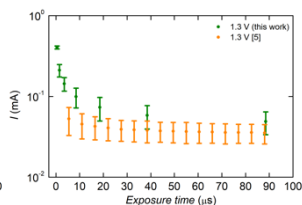


Рис. 9

Видно, что предлагаемый в данной работе протокол позволяет существенно повысить диапазон и скорость изменения РС мемристивного устройства.

Таким образом, представленные в данной работе исследования демонстрируют возможность управления резистивными состояниями мемристивных устройств с использованием вариации не только амплитуды, но и длительности импульсов. Предлагаемый протокол может оказаться более эффективным для управления синаптической пластичностью мемристивных устройств.

Разработка физической модели обнаруженного эффекта будет предметом дальнейших исследований.

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», и государственного задания на создание новых лабораторий для электронной промышленности (FSWR-2022-0009). Коряжкина М.Н. выражает признательность за поддержку в рамках программы стипендий при Президенте Российской Федерации молодым ученым и аспирантам, осуществляющим перспективные научные исследования и разработки по приоритетным направлениям модернизации российской экономики. Исследования выполнены с использованием оборудования Центра коллективного пользования – Научно-образовательного центра «Физика твердотельных наноструктур» Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского.

- [1] Mikhaylov A.N., Gryaznov E.G., Koryazhkina M.N. et al. // *Supercomputing Frontiers and Innovations*. [Отправлена в издательство].
- [2] Liu H., Wei M., Chen Y. // *Nanotechnology Reviews*. 2018. Vol. 7. P. 443.
- [3] Jo S.H., Chang T., Ebong I. et al. // *Nano Letters*. 2010. Vol. 10. P. 1297.
- [4] Koryazhkina M.N., Filatov D.O., Shishmakova V.A. et al. // *Chaos, Solitons & Fractals*. 2022. Vol. 162. P. 112459.
- [5] Koryazhkina M., Okulich E., Ryabova M. et al. // *Proc. of the 6th Scientific School Dynamics of Complex Networks and their Applications*. 2022. P. 147.

ФОРМИРОВАНИЕ НОВОГО ПРИЗНАКОВОГО ОПИСАНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ СПАЙКОВОЙ НЕЙРОННОЙ СЕТЬЮ ДЛЯ ЗАДАЧИ КЛАССИФИКАЦИИ

А.А. Лебедев, В.Б. Казанцев, С.В. Стасенко

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Исследование кодирования информации в мозге является фундаментальной задачей современной нейродинамики. В последние годы растет интерес к пониманию нейронного кодирования в контексте импульсных нейронных сетей (SNN), которые представляют собой вычислительные модели, основанные на биологорелевантных моделях нейронов.

Одним из важных аспектов нейронного кодирования в SNN является представление информации с помощью последовательностей импульсов. Последовательность импульсов – это последовательности дискретных событий, которые кодируют время и скорость нейронной активности. Для интерпретации процессов кодирования информации были предложены различные подходы, основанные на экспериментальных исследованиях мозга, включая кодирование частоты, временное кодирование и пачечное кодирование [1]. В нашей работе мы использовали спайковое кодирование входного сенсорного стимула в импульсной нейронной сети на основе модели нейрона LIF [2] как новую метрику для задачи классификации.

В общих чертах проблему классификации можно описать следующими шагами:

- выделение признакового пространства на основе соображений о характере данных;
- кодирование данных в выбранном метрическом пространстве;
- разделение пространства на классы в соответствии с выбранной метрикой;
- оценка результатов на основе статистики, полученной из "неизвестной" выборки.

Классическая задача классификации изображений требует наличия большого количества однотипных размеченных данных, которые могут быть легко обработаны и проанализированы. Чтобы исследовать проблему выделения пространства признаков с помощью спайковой нейронной сети, мы выбрали базу данных MNIST [3]. Каждое изображение в наборе данных представляет собой одноканальную квадратную матрицу, состоящую из 784 пикселей, каждый из которых кодируется одним байтом. В нашей работе особое внимание уделяется атрибутивному пространству и качеству его выбора, на которое влияет синаптическая пластичность модели спайка.

На рисунке приведена схема модели. Здесь красным цветом обозначена группа возбуждающих нейронов, зеленым – тормозных.

В качестве метрики для выделения признакового пространства и решения задачи классификации нами было выбрано количество спайков тормозного слоя нейронной сети за время стимуляции изображением следующим способом:

- подача изображения – 350 миллисекунд;
- период молчания – 150 миллисекунд.

В результате были созданы и протестированы 4 конфигурации модели спайковой нейронной сети с различными конфигурациями синаптических пластичностей. В качестве результата была построена сравнительная таблица точностей классификации серии из 1000 изображений из 3 классов: «0», «1» и «8».

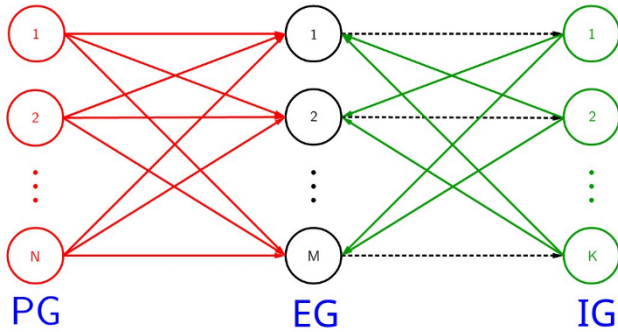


Рис.

Классификация производилась алгоритмом Random Forest с ограничением на максимальную глубину дерева – 4.

Было получено, что наилучшая точность классификации 3 классов изображений достигается при конфигурации модели только с возбуждающей STDP, а наихудшая при наличии только тормозной STDP.

Работа выполнена при поддержке гранта Правительства Нижегородской области для молодых ученых 2023 г. (рук. Стасенко С.В.).

- [1] Guo W., Fouda M.E., Eltawil A.M., Salama K.N. // *Frontiers in Neuroscience*. 2021. Vol. 15. P. 638474.
- [2] Börgers C. *An introduction to modeling neuronal dynamics*. – Berlin: Springer, 2017, 445 p.
- [3] Deng L. // *IEEE signal processing magazine*. 2012. Vol. 29, No. 6. P. 141.

КМОП-ИНТЕГРАЦИЯ МЕМРИСТИВНЫХ УСТРОЙСТВ ЭНЕРГОНЕЗАВИСИМОЙ ПАМЯТИ RRAM НА ОСНОВЕ ТЕХПРОЦЕССА КНИ 0.35

А.Н. Михайлов, О.Н. Горшков, А.И. Белов,
И.Н. Антонов, В.И. Лукоянов, В.Е. Котомина, Е.Г. Грязнов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

На сегодняшний день мемристовые структуры, проявляющие эффект резистивного переключения, находят применение во многих областях электроники и информационных технологий. Интерес к памяти RRAM вызван такими ее преимуществами, как масштабируемость и простота технологии изготовления, достижимость быстрого и энергоэффективного функционирования. В то же время, практическая реализация таких устройств затрудняется стохастической природой резистивного переключения и разбросом параметров элементов памяти. Кроме того, на стабильность работы памяти влияет технология изготовления (проектные нормы, технологический процесс, выбор материалов и конструкции ячеек памяти).

В данной работе были исследованы различные конструкционные варианты ячеек памяти в составе тестового кристалла. Тестовый кристалл изготовлен по технологии КМОП КНИ 0,35 мкм с четырьмя уровнями металлизации (рис. 1).

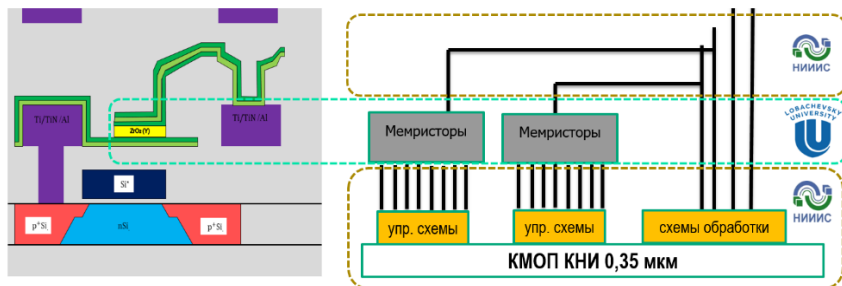


Рис. 1

При этом приборный слой с управляющими элементами формируется в промышленных условиях, а верхние слои микросхемы – в лабораторных условиях. На рис. 2 представлена топология тестового кристалла с демонстрацией массивов ячеек памяти типа 1Т1М, 4Т2М.

Схематическая реализация классической ячейки 1Т1М [1] и её топология в разрезе представлена на рис. 3 и 4 соответственно. Здесь, n – канальный транзистор работает в ключевом режиме при подаче определённого напряжения на его затвор и реализуются классические варианты включения транзистора с резистивной нагрузкой – однокаскадный усилитель (Common Source Stage) и истоковый повторитель (Source Follower). При этом, такой вариант ячейки оптимален при больших сопротивлениях мемристовых устройств.

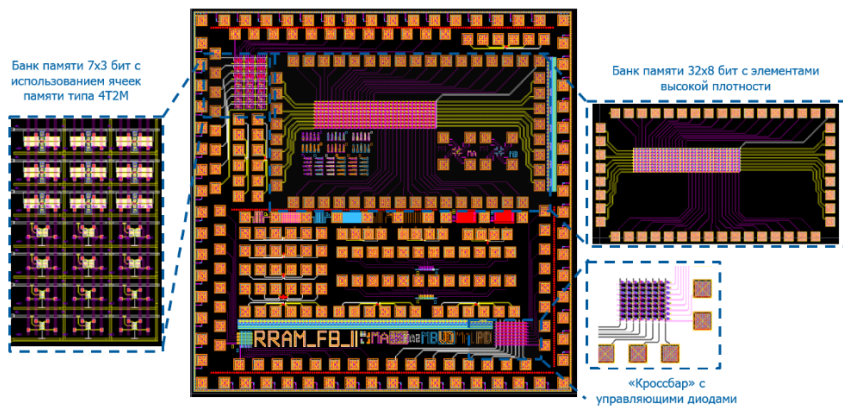


Рис. 2

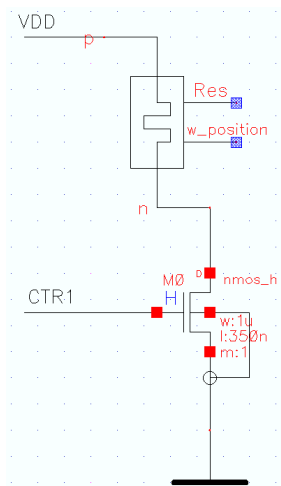


Рис. 3

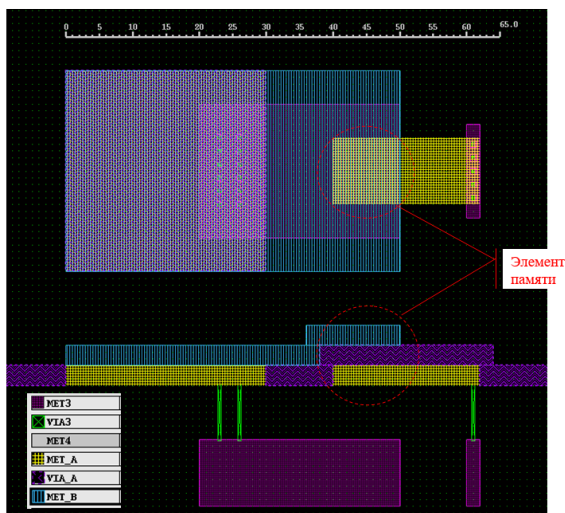


Рис. 4

Гораздо стабильнее ведёт себя ячейка 4Т1М, один из схемотехнических вариантов реализации которой представлен на рис. 5.

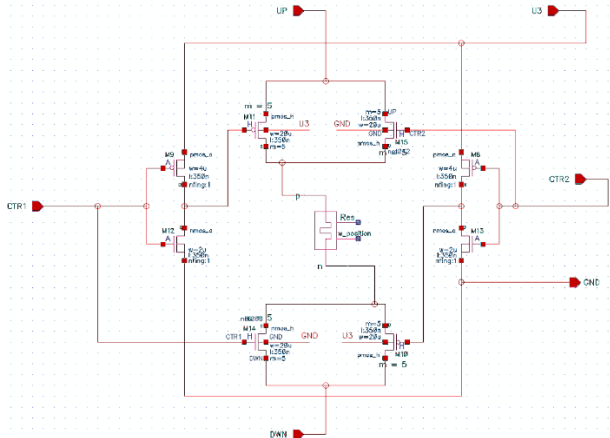


Рис. 5

Здесь, пара перекрёстных комплементарных транзисторов работает в ключевом режиме, обеспечивая доступ к потенциалу питания (р – канальный транзистор) и потенциалу земли (n – канальный транзистор). При этом, в этой конструкции неоднозначные состояния транзисторов исключаются (транзисторы полностью открыты и находятся в насыщении), и диапазон сопротивлений мемристинной структуры может быть любым. Логические уровни задают необходимый потенциал на затворе соответствующих транзисторов. Считывание происходит при приложении напряжения малой полярности при работе одной пары ключей.

Некоторые схмотехнические решения (ячейка памяти конструкции 4Т1М, блок определения порядка времени переключения, блок резистивного переключения мемристинного устройства путём разрядки конденсатора дуальной полярности, матричные операции в кроссбаре) предстоит проверить в дальнейшем на следующей партии тестовых микросхем памяти.

Работа выполнена в рамках научной программы Национального центра физики и математики (проект «Искусственный интеллект и большие данные в технических, промышленных, природных и социальных системах»).

[1] Vishwakarma A., Ampadu K.O., Huebner M., Vishwakarma S., Reichenbach M. // CC BY 4.0. 2023. Vol. 218. P. 563.

РЕЗИСТИВНОЕ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕ В МЕМРИСТИВНЫХ СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ $ZrO_2(Y)$ И Al_2O_3

Д.А. Серов, М.Е. Шенина, И.Н. Антонов, М.Н. Коряжкина, А.В. Круглов, А.Н. Михайлов, О.Н. Горшков

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В последнее время ведутся активные исследования и разработки нового типа резистивной (мемристивной) памяти. Такая память в ближайшее время может стать основой для создания нового типа вычислительной техники и нейроморфных устройств. Функционирование мемристоров основано на эффекте воспроизводимого резистивного переключения (РП) из состояния с низким сопротивлением (ON) в состояние с высоким сопротивлением (OFF), т. н. Reset процесс, и обратно, т. н. Set процесс. Их широкое практическое применение сдерживается существенной нестабильностью параметров РП. Решение этой проблемы может быть основано на применении многослойных диэлектриков в качестве функционального слоя [1, 2].

В настоящей работе исследовано влияние толщины слоя Al_2O_3 на характеристики и параметры РП мемристивных структур $Ta/Al_2O_3/ZrO_2(Y)/Pt$. Оксид Al_2O_3 имеет сравнительно большую энергию образования вакансий кислорода и высокий энергетический барьер для миграции вакансий кислорода в процессе РП, что должно затруднять транспорт через интерфейс ионов кислорода в химически активный электрод Ta, а также снизить вероятность образования новых вакансий в слое $ZrO_2(Y)$ во время многократных циклов РП. Ожидается, что наличие слоя Al_2O_3 повысит стабильность количества вакансий в структуре филамента в области интерфейса (участок филамента ответственный за РП) и стабилизирует параметры мемристора [3].

На рис. 1 представлено схематическое изображение исследованных структур, полученных методом магнетронного распыления. Исследование вольтамперных характеристик (ВАХ) и проведение теста на выносливость выполнено с помощью анализатора параметров полупроводниковых приборов Agilent B1500 A и многофункционального устройства ввода-вывода National Instruments USB-6341. Для проведения теста на выносливость на структуры подавался сигнал, состоящий из чередующихся положительных и отрицательных переключающих импульсов и импульсов чтения (рис. 2). Схематическое изображение экспериментальной установки для проведения теста на выносливость можно найти в [4].

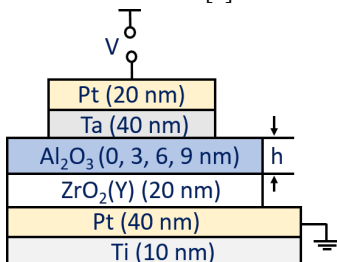


Рис. 1

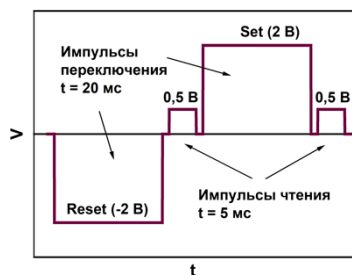


Рис. 2

Электроформовка структур происходила в положительной области напряжений. На рис. 3 представлена зависимость напряжения электроформовки V_F от толщины Al_2O_3 . Было установлено, что наименьшее значение V_F демонстрировал образец с Al_2O_3 толщиной 3 нм.

После проведения электроформовки были измерены ВАХ мемристивных структур. Полученные ВАХ свидетельствуют о биполярном типе РП (рис. 4 и рис. 5). Структура без слоя Al_2O_3 (рис. 4) демонстрирует менее стабильные ВАХ, чем образец со слоем Al_2O_3 толщиной 3 нм (рис. 5).

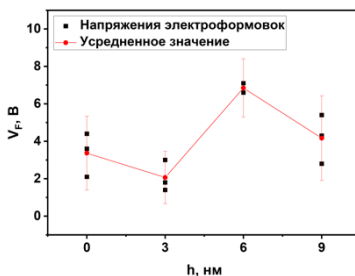


Рис. 3

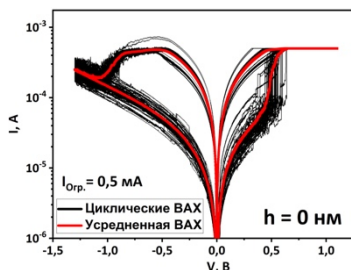


Рис. 4

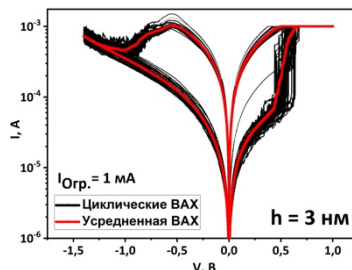


Рис. 5

На основе полученных ВАХ были определены напряжения РП. У всех исследуемых структур напряжение Set меньше напряжения Reset (по модулю), что может быть связано с асимметрией барьеров в структурах металл-диэлектрик-металл. С ростом толщины слоя Al_2O_3 в среднем значение напряжения Set увеличивается от 0,58 В до 0,81 В, а напряжение Reset имеет немонотонное поведение, но в целом изменяется от -0,94 В до -1,11 В (рис. 6).

Типичные коридоры тока исследованных структур, полученные в импульсном режиме, представлены на рис. 7 и 8. Структуры без слоя Al_2O_3 демонстрирует меньший коридор токов по сравнению со структурой с дополнительным слоем Al_2O_3 . Все исследуемые структуры переключаются более 10^4 раз, при этом не происходит «схлопывание» или существенная деградация коридора токов.

Для численной оценки разброса токов в состояниях OFF и ON были посчитаны коэффициенты вариации C_V . Зависимости C_V от толщины Al_2O_3 (рис. 9) имеют немонотонный характер как для состояния OFF, так и для состояния ON. В целом, значения C_V

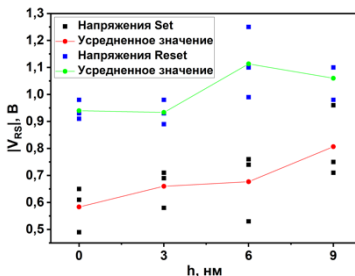


Рис. 6

в состоянии ON меньше, чем в состоянии OFF (исключение составляет образец с толщиной Al_2O_3 9 нм). Это свидетельствует о меньшем разбросе тока в состоянии ON по сравнению с состоянием OFF.

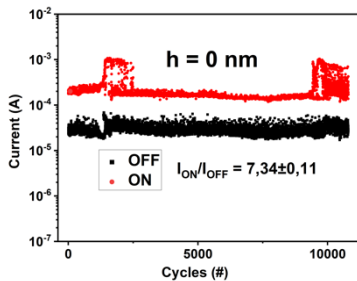


Рис. 7

Таким образом, введение слоя Al_2O_3 определенной толщины приводит к уменьшению разброса значений токов в процессе РП (рис. 4 и рис. 5) и увеличению отношения токов в OFF и ON состояниях (рис. 7 и рис. 8). При этом напряжения электроформовки и РП слабо зависят от толщины слоя Al_2O_3 .

Работа выполнена в рамках гос. задания № FSWR-2022-0009. Исследования выполнены с использованием оборудования Центра коллективного пользования – Научно-образовательного центра «Физика твердотельных наноструктур» Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского.

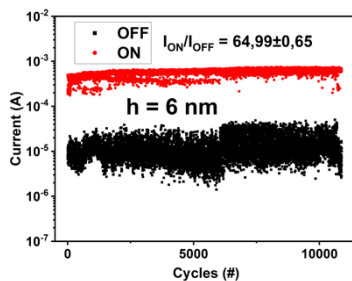


Рис. 8

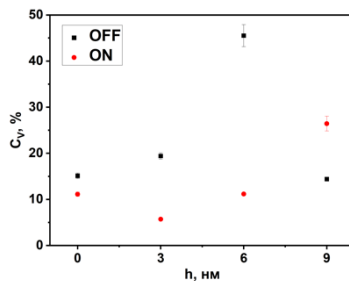


Рис. 9

- [1] Tran X.A., Yu H.Y., Gao B., et al. // IEEE Electron Device Letters. 2011. Vol. 32. P. 1290.
- [2] Chen Z., Zhang F., Chen B. et al. // Nanoscale Research Letters. 2015. Vol. 10. P. 70.
- [3] Ismail M., Mahata C., Kang M. et al. // Nanoscale Research Letters. 2022. Vol. 17. P. 61.
- [4] Koryazhkina M.N., Filatov D.O., Shishmakova V.A., et al. // Chaos, Solitons & Fractals. 2022. Vol. 162. P. 112459.

КОНЦЕПЦИЯ МЕМРИСТОРНЫХ НЕЙРОМОРФНЫХ СИСТЕМ МАШИННОГО ЗРЕНИЯ

С.А. Щаников, И.А. Борданов

ВлГУ им. А.Г. и Н.Г. Столетовых

Массивы мемристивных устройств, соединенные с фотосенсорами, могут быть использованы для фиксации визуальной информации и ее последующей обработки, реализуя тем самым концепцию «in-sensor computing» [1, 2], связанную с разработкой компактных, маломощных вычислительных устройств, которые можно интегрировать с сенсорными элементами, чтобы постепенно отойти от повсеместно применяемой технологии «тонкого клиента» к обработке (частичной или полной) данных непосредственно этими элементами.

Наиболее оптимальным с точки зрения минимизации номенклатуры используемых компонентов и максимально возможного ухода от цифровой электроники является вариант сопряжения фотосенсоров с массивами мемристивных устройств в топологии «кросс-поинт». На рисунке 1 показан разработанный вариант сопряжения фотосенсоров и мемристивных устройств, а именно модель одного входного канала в программе LTSpice.

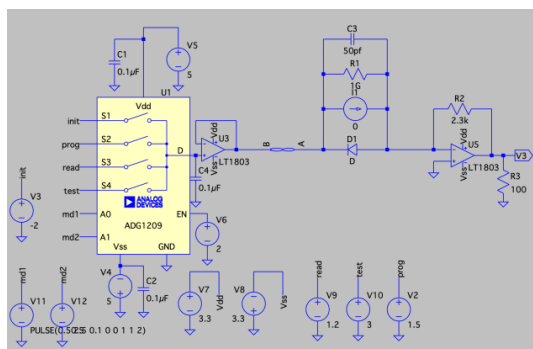


Рис. 1

Такой вариант сопряжения подходит для одновременной регистрации визуальной информации и подачи сигналов в искусственную нейронную сеть (ИНС) для традиционных формальных архитектур ИНС (персептрон, глубокая нейронная сеть, сверточная нейронная сеть, сеть Хопфилда), в которых вектор входных данных кодируется амплитудами напряжений входных импульсов, формируемых в данном случае за счет падения напряжений импульсов чтения визуальной информации пропорционально сопротивлениям мемристивных устройств, полученным после экспонирования. Для данного варианта сопряжения разработана также модификация для спайковых ИНС, в которых обучение происходит на основе локальных правил STDP (spike-timing-dependent plasticity). Во втором случае исходный вариант дополнительно оснащается входными нейронами типа «integrate-and-fire». В результате падения напряжений импульсов чте-

ния визуальной информации, на входы нейронов «integrate-and-fire» в течении определенного времени поступает разный заряд, и формирование импульсов на выходах данных нейронов происходит с разной частотой.

Основное отличие разработанного варианта архитектуры от опубликованных в российских и зарубежных статьях, состоит в том, что это полностью аналоговая система, начиная от ввода информации, заканчивая выводом информации.

В процессе аппаратной реализации компонентов нейроморфной системы аналогового машинного зрения на базе мемристивных устройств, был пройден путь от создания простых макетов с применением контактных макетных плат (“bradboard”), до создания макетов и прототипов на базе печатных макетных плат и сквозного и поверхностного монтажа. Первые варианты входного канала не имели возможности программного управления параметрами подаваемых сигналов, что приводило к существенным затратам времени на перенастройку при проведении экспериментов. В итоге было принято решение о создании стенда (рисунок 2), имеющего модульную структуру (модуль управления, генератор, приемник, модуль питания) и управляемого программно через микроконтроллер (МК), подсоединенный по USB к компьютеру.

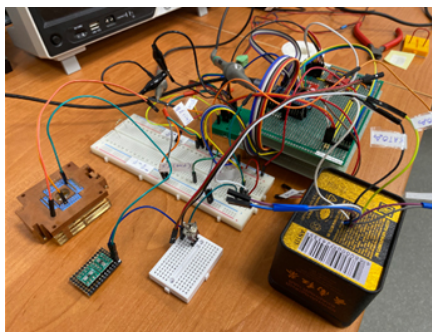


Рис. 2

В последующем для фиксации видеоинформации можно будет использовать светочувствительные мемристоры на базе МДМ-структур. По сравнению с цифровыми системами машинного зрения такой подход позволит значительно снизить потребление энергии и создавать носимую и бортовую электронику с уникальными тактико-техническими характеристиками.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант № 21-71-00136.

- [1] Li M.Z., Guo L.C., Ding G.L., et al. // ACS Applied Materials & Interfaces. 2021. Vol. 13, No. 26. P. 30861.
- [2] Wang T.Y., Meng J.L., Li Q.X., et al. // Nano Energy. 2021. Vol. 89. P. 106291.

МОДЕЛЬ АСТРОЦИТАРНОЙ РЕГУЛЯЦИИ ПРОЦЕССОВ ВОЗБУЖДЕНИЯ И ТОРМОЖЕНИЯ СПАЙКОВОЙ НЕЙРОННОЙ СЕТИ

С.В. Стасенко, В.Б. Казанцев

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Формирование пачечной активности в нейронных сетях мозга является распространенным явлением [1], связанным как с процессами передачи информации, так как и нарушениями. Активно исследуются механизмы регуляции нейронной активности, в частности пачечной активности [2]. Одним из механизмов регуляции пачечной активности является кратковременная синаптическая пластичность. Относительно недавно в экспериментальных работах было показано, что в процессах регуляции пачечной активности также участвуют астроцитарные клетки [3]. Исследование активно идет в последнее время и связано с их участием в модуляции нейронной активностей в процессе передачи информации [4-6].

Включение астроцитов в классическую схему «пресинапс-постсинапс» привело к формированию концепции тройственного синапса [7, 8], основанную на том, что глиальные клетки (астроциты) через кальций-зависимое высвобождение глиатрансмиттера (глутамата) способны воздействовать на пре- и постсинаптические компартменты синапса. При генерации спайков на пресинаптическом нейроне происходит высвобождение нейротрансмиттера (к примеру, глутамата) из пресинаптической терминали. Часть нейротрансмиттера может диффундировать вне синаптической щели и связываться на метаботропных глутаматных рецепторах (mGluRs) астроцита, который может быть расположен вблизи пресинаптической терминали. Активация метаботропных глутаматных рецепторов G-опосредованно приводит к образованию инозитол-1,4,5 –трифосфата (ИТФ). ИТФ диффундирует внутри клетки и связывается на ИТФ зависимых рецепторах эндоплазматического ретикулума (ЭПР) и приводит к высвобождению Ca^{2+} в цитоплазму. Увеличение свободного кальция в астроците может приводить к высвобождению глиатрансмиттеров (к примеру, глутамата, аденозинтрифосфата (АТФ), D-серина, ГАМК) в синаптическую щель и во внесинаптическое пространство и последующему модуляционному воздействию на синаптическую передачу при связывании на пре/ или постсинаптических рецепторах [9].

В данной работе предлагается модель регуляции процессов возбуждения и торможения спайковой нейронной сети глиальными клетками - астроцитами. Модель нейрона описывается уравнениями Ижикевича [10]. Нейрон-глиальное взаимодействие описывается феноменологическим подходом, предложенным в работе [11,12]. Нейронная сеть состоит из 300 нейронов, 80 % из которых – возбуждающие нейроны, 20 % – тормозные нейроны. Вероятность связи возбуждающих нейронов – 5 %, вероятность связи тормозных нейронов – 10 %. На каждый нейрон подается внешний шум, имеющий равномерное распределение от 0 до 1. На нейронную сеть в течении 300 мс подается изображение, пиксели которого преобразуются в ток от 0 до 1, во временной развертке на слой возбуждающих и тормозных нейронов. Было получено, что подаваемое изображение приводило к формированию пачечного режима активности сети, что скрывало изображение (рис. 1), предъявляемое нейронной сети. В то же время синаптическая депрессия вероятности высвобождения нейротрансмиттера возбуждающих синапсов приводила к десинхронизации нейронов и разрушению пачечной активности,

что позволяло проявить изображение (рис. 2). Таким образом, было показано, что астроциты играют важное значение в процессах преобразования и передачи сигналов на нейрональное рецептивное поле.

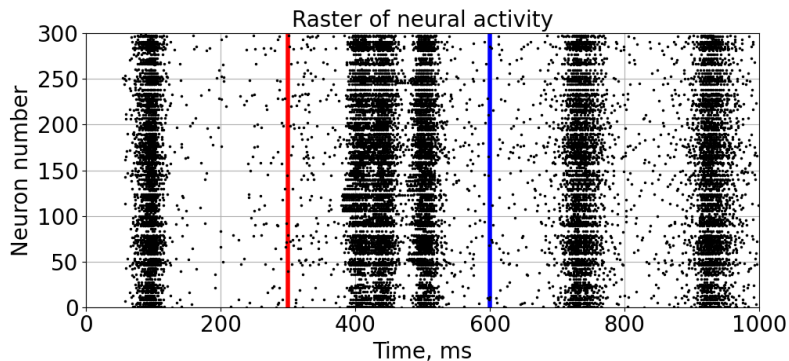


Рис. 1

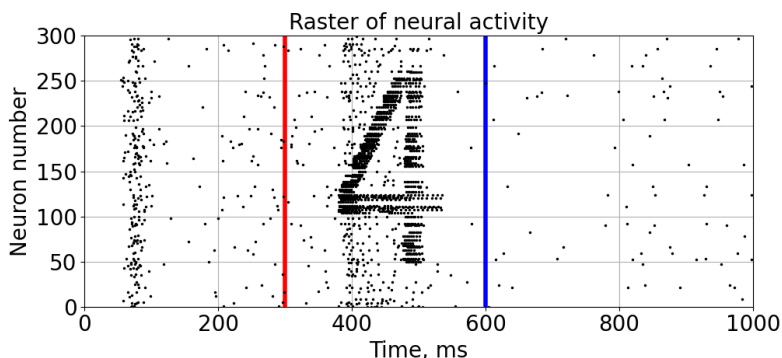


Рис. 2

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ №22-71-00074.

- [1] Wagenaar D.A., Pine J., Potter S.M. // BMC neuroscience. 2006. Vol. 7, No. 1. P. 1.
- [2] Wagenaar D.A., Madhavan R., Pine J., Potter S.M. // Journal of Neuroscience. 2005. Vol. 25, No. 3. P. 680.
- [3] Kumar R., Huang Y.T., Chen C.C., Tzeng S.F., Chan C.K. // Cerebral Cortex Communications. 2020. Vol. 1, No. 1. P. tga053.
- [4] Verkhratsky A., Butt A. Glial Neurobiology. – Wiley: John Wiley&Sons, 2007, p.83.
- [5] [Perea G](#), Navarrete M, [Araque A](#). // [Trends Neurosci](#). 2009. Vol. 32, No. 8. P. 421.
- [6] Halassa M.M., [Fellin T](#), [Haydon P.G](#). // [Trends Mol. Med](#). 2007. Vol. 13, No. 2. P. 54.
- [7] Araque A. et al. // Trends Neurosci. 1999. Vol. 22, No. 5.
- [8] Haydon P.G. // Nat. Rev. Neurosci. 2001. Vol. 2, No. 3. P. 185.

- [9] Perea G., Navarrete M., Araque A. // Trends Neurosci. 2009. Vol. 32, No. 8. P. 421.
- [10] Izhikevich E. Dynamical Systems in Neuroscience: The Geometry of Excitability and Bursting – Cambridge, MA: MIT Press, 2006, 522 p.
- [11] Gordleeva S.Y. et al. // Front. Comput. Neurosci. 2012. Vol. 6. P. 92.
- [12] Lazarevich I.A., Stasenko S.V., Kazantsev V.B. // JETP Lett. 2017. Vol. 105, No. 3. P. 210.

ИСКУССТВЕННАЯ НЕЙРОННАЯ СЕТЬ С МОДЕЛЬЮ ДИНАМИЧЕСКОГО СИНАПСА

И.А. Зимин, С.В. Стасенко

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Кратковременная память (рабочая память) широко исследуется современной нейронаукой, так как она является важной когнитивной функцией, позволяющей мозгу временно хранить информацию для последующей ее обработки в процессе решения текущих задач. имитация различных функций мозга легла в основу ряда технических решений, расширяющих базовый функционал нейронных сетей. В частности, имплементация кратковременной памяти в искусственные нейронные сети привела к появлению целого вида архитектур - рекуррентных нейронных сетей. Самый известной первой моделью является сеть Хопфилда. К настоящему моменту предложено огромное разнообразие архитектурных решений для рекуррентных сетей, в том числе с долговременной и кратковременной памятью и управляемым рекуррентным блоком. Текущей проблемой данных архитектур, как и в целом искусственных нейронных сетей, является то, что они, имитируя некоторый принцип работы, к примеру, кратковременной памяти, выдают результат, плохо интерпретируемый. Наиболее перспективными направлениями, обладающим интерпретируемостью и возможностью развития по мере появления новых экспериментальных данных о работе мозга, являются спайковые нейронные сети, или гибридные подходы, совмещающие искусственные нейронные сети и модели вычислительной нейронауки.

В нашей работе предлагается гибридная архитектура нейронной сети с моделью динамического синапса для задачи воспроизведения эффекта кратковременной памяти. В экспериментальных работах было показано, что кратковременная память может осуществляться за счет постоянной нейронной активности или за счет кратковременной синаптической пластичности [1]. В нашей архитектуре модель динамического синапса включает как кратковременную синаптическую пластичность, так и астроцитарную модуляцию [2, 3]. Было показано, что астроцит в ответ на активацию нейротрансмиттера, высвобожденного из пресинаптической терминали, может привести к модуляции синаптической передачи при связывании с пресинаптическими или постсинаптическими рецепторами [2]. Использование астроцитарной модуляции позволяет также расширить временной диапазон модуляции нейронной активности, по сравнению с кратковременной синаптической пластичностью и поддержать баланс возбуждения/торможения сети, обеспечения гомеостаз. В качестве модели кратковременной синаптической пластичности использовалась модель Цодыкса-Марккрама [4], а для описания астроцитарной модуляции использовалась модель астроцитарной активности, представленная в работах [5].

На наборе данных, состоящем из 8 изображений из датасета CIFAR-10, была предобучена свёрточная нейронная сеть, содержащая два полносвязных и два свёрточных нейронных слоя (рис. 1). Выходные данные последнего слоя (64 нейрона) данной сети использовались как вход для модели, имитирующей кратковременную память.

Предложенная архитектура нейронной сети была протестирована на задаче определения в последовательности предъявляемых изображений ранее запомненных и но-

вых. Также она была сравнена с моделями STPNet (с только кратковременной синаптической пластичностью) и RNN (рекуррентной нейронной сетью) на ранее описанной задаче. С помощью метрики (d-prime), в первые предложенной в работе [1] для такого типа задачи, было показано, что наша архитектура нейронной сети с астроцитарной модуляцией демонстрирует лучший показатель по точности классификации ранее запомненных и новых изображений (рис. 2).

Model	Network architecture									Params
STPNet	<i>conv5-8</i>	<i>maxpool</i>	<i>conv5-16</i>	<i>maxpool</i>	<i>FC-128</i>	<i>FC-64</i>	<i>FC-16</i>	<i>FC-1</i>	<i>sigmoid</i>	64715
RNN	<i>conv5-8</i>	<i>maxpool</i>	<i>conv5-16</i>	<i>maxpool</i>	<i>FC-128</i>	<i>FC-64</i>	<i>RC-16</i>	<i>FC-1</i>	<i>sigmoid</i>	64971
STPRNN	<i>conv5-8</i>	<i>maxpool</i>	<i>conv5-16</i>	<i>maxpool</i>	<i>FC-128</i>	<i>FC-64</i>	<i>FC/RC-16</i>	<i>FC-1</i>	<i>sigmoid</i>	65995

Рис. 1

model	mean	std
RNN	1.33	0.578
STPNet	1.47	0.127
SNANet	1.53	1.33

Рис. 2

В части математической формализации модели работы выполнены при поддержке гранта РФФ №22-71-00074, в части обучения модели работы выполнены при поддержке Программы развития регионального научно-образовательного математического центра «Математика технологий будущего», проект № 075-02-2020-1483/1.

- [1] Hu B., Garrett M.E., Groblewski P.A., Ollerenshaw D.R., Shang J., Roll K., Mihalas S. // PLoS computational biology. 2021. Vol. 17, No. 9. P. e1009246.
- [2] Perea G., Navarrete M., Araque A. // Trends Neurosci. 2009. Vol. 32, No. 8. P. 421.
- [3] Halassa M.M., Fellin T., Haydon P.G. // Trends Mol Med. 2007. Vol. 13, No. 2. P. 54.
- [4] Mongillo G., Barak O., Tsodyks M. // Science. 2008. Vol. 319. P. 1543.
- [5] Gordleeva S.Y., et al. // Front. Comput. Neurosci. 2012. Vol. 6. P. 92.

Секция «Стохастические мультистабильные системы»

Заседание секции проводилось 18 мая 2023 г.
Сопредседатели – Б. Спаньоло (Италия), А.А. Дубков, секретарь – А.А. Харчева.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXVII 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.

ПРИМЕНЕНИЕ КВАНТОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КЛЮЧЕЙ ДЛЯ МОДИФИКАЦИИ КРИПТОГРАФИЧЕСКИХ ПРОТОКОЛОВ

Д.А. Глозштейн, И.Г. Сидоркина

Volgatem

Квантовое распределение ключей (QKD) использует фундаментальную физику для обеспечения безопасности. Несмотря на очевидные преимущества, всё ещё остаются несколько препятствий для широкого применения. Например, потери в канале ограничивают как скорость передачи секретного ключа, так и расстояние передачи при разумном балансе между скоростью передачи и потерей данных. Для преодоления таких барьеров в последнее время стали популярны следующие два подхода: разработка квантовых ретрансляторов [1] и внедрение концепции доверенных узлов [2]. К сожалению, квантовые трансляторы требуют квантовой памяти с высокоточной запутанностью, которые коммерчески недоступны. С другой стороны, в реальных условиях трудно проверить степень доверия к передаваемым данным между любыми двумя узлами в оптической сети. QKD действительно может быть использован для построения будущих защищенных сетей. К сожалению, скорость генерации секретных ключей (SKR) для современных систем QKD с дискретной переменной (DV) очень низка, что затрудняет работу этих сетей. Системы с непрерывной переменной (CV)-QKD могут быть использованы для улучшения SKR, однако, как показано в новых исследованиях [3], достижимое расстояние передачи для схем CV-QKD значительно короче по сравнению со схемами с использованием полей-близнецов (TF) DV-QKD [4]. Постквантовая криптография (PQC) является рекомендуемой альтернативой QKD [5]. Тем не менее, нет доказательств того, что алгоритмы PQC не поддаются взлому сложными квантовыми алгоритмами [6].

Более того, очень часто криптография на решетках основана на хеш-функциях устойчивости к столкновениям, таких как $u = Ax$, где x – секретный ключ, u – открытый ключ, A – $m \times n$ общедоступная матрица, описывающая решетку. Злоумышленнику достаточно использовать эффективный алгоритм квантовой инверсии матрицы, аналогичный алгоритму Харроу-Хасидима-Ллойда (HHL) [7], чтобы определить секретный ключ отправителя по $u = A^{-1}x$ и, таким образом, взломать протокол PQC. Одним из вариантов для решения основных проблем как QKD, так и PQC, является их совместное использование. Однако, даже несмотря на то, что дальность передачи при использовании протокола TF-QKD [8] может быть удвоена, скорость передачи секретных ключей на порядки ниже скоростей передачи данных, используемых в современных системах оптической связи.

Поэтому более эффективным решением может быть использование другой стратегии для преодоления вышеуказанных проблем для QKD и PQC. Учитывая низкие значения скорости генерации ключей в протоколах QKD, можно использовать традиционные схемы QKD только на стадии инициализации протоколов. Ключевая идея состоит в том, чтобы использовать генерируемую в QKD последовательность не в качестве защищенного ключа, а для:

- 1) защиты последовательности открытых ключей;
- 2) задания начальных значения для соответствующих генераторов случайных хэш-функций отправителя и получателя;

3) определения параметров для инициализации протоколов; и т.д.

Эти защищенные последовательности будут намного короче длины ключа для одноразового шифрования, поэтому скорость генерации ключа соответствующего протокола QKD не будет серьезной проблемой. Безусловно, данный подход не решает проблему с ограниченным расстоянием передачи данных в протоколах QKD.

Для решения этой проблемы возможно использование различных стратегий:

- 1) совместное использование протоколов QKD и PQC;
- 2) использование низкоорбитальных спутников;
- 3) использование квантовых ретрансляторов с коррекцией ошибок.

QKD-улучшенные протоколы вычислительной безопасности

Предлагаемая концепция применима к любому вычислительному криптографическому протоколу. В качестве примера приведем модификацию для одного из наиболее популярных алгоритмов распределения открытых ключей, что сделает его устойчивым к атакам на основе квантовых компьютеров.

Сначала формализуем квантово-расширенное распределение открытых ключей. Чтобы инициализировать протокол, отправитель и получатель запускают QKD, чтобы получить общую последовательность больших целых чисел $\{g\}$ и больших простых чисел $\{n\}$, а также общие начальные значения. Далее отправитель и получатель используют общие начальные значения для случайного выбора базового g и простого числа n , которые используются однократно. Отправитель случайным образом выбирает большое целое число x , рассчитывает $X = g^x \bmod n$ и отправляет X получателю. Получатель случайным образом выбирает большое целое число y , вычисляет $Y = g^y \bmod n$ и отправляет Y отправителю. Отправитель вычисляет ключ K_A по формуле: $K_A = Y^x \bmod n = g^{xy} \bmod n$. Получатель вычисляет ключ K_B по формуле: $K_B = X^y \bmod n = g^{xy} \bmod n$. Очевидно, что оба ключа идентичны, $K_A = K_B$. Поскольку отправитель и получатель используют случайно выбранную пару $\{g, n\}$ только для одного ключа, чтобы взломать протокол злоумышленнику пришлось бы использовать метод полного перебора.

Оригинальный алгоритм шифрования Rivest-Shamir-Adleman (RSA) показан на рис. 1.

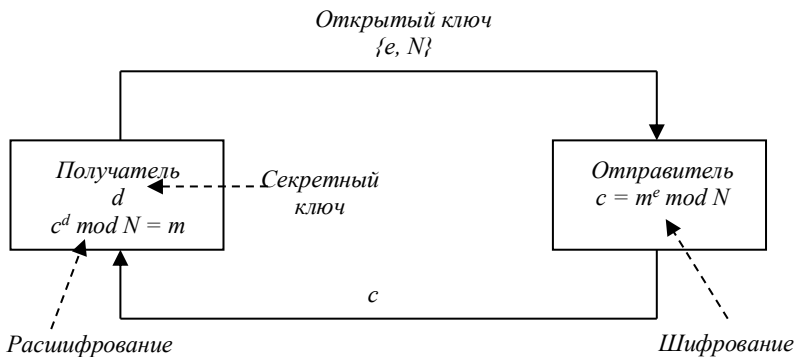


Рис. 1

Получатель случайным образом выбирает два простых числа p и q , чтобы получить $N = pq$. Он также выбирает e , у которого нет общего делителя с $(p-1)(q-1)$, в качестве

открытого ключа. Далее он вычисляет d как обратный элемент $e \bmod (p - 1)(q - 1)$ и использует его в качестве закрытого ключа. Далее он открыто отправляет $\{e, N\}$ отправителю. Чтобы отправить сообщение m отправитель шифрует с помощью $m^e \bmod N = c$ и отправляет c получателю. Он расшифровывает сообщение следующим образом: $c^d \bmod N = m$.

Чтобы взломать протокол, злоумышленнику нужно сначала определить период r функции $f(x) = m^x \bmod N = f(x+r)$ ($r=0, 1, \dots, 2^n-1$). Период функции $f(x)$ может быть найден на одном из шагов алгоритма факторизации Шора, который требует $O(n^3)$ элементарных операций ($2^n > N^2$). Как только период r определен, злоумышленник может определить секретный ключ получателя, вычисляя $d' = e^{-1} \bmod r$ и взломать протокол RSA, определив переданное сообщение m следующим образом:

$$\begin{aligned} c^{d'} \bmod N &= (m^e)^{d'} \bmod N = m^{ed'} \bmod N = m^{1+kr} \bmod N \\ &= mm^{kr} \bmod N = m \bmod N, \end{aligned}$$

где $ed' = 1+kr$, $m^{kr} = 1 \bmod N$.

Необходимо модифицировать протокол RSA, как показано на рис. 2, чтобы квантовый компьютер не мог взломать его за полиномиальное время.

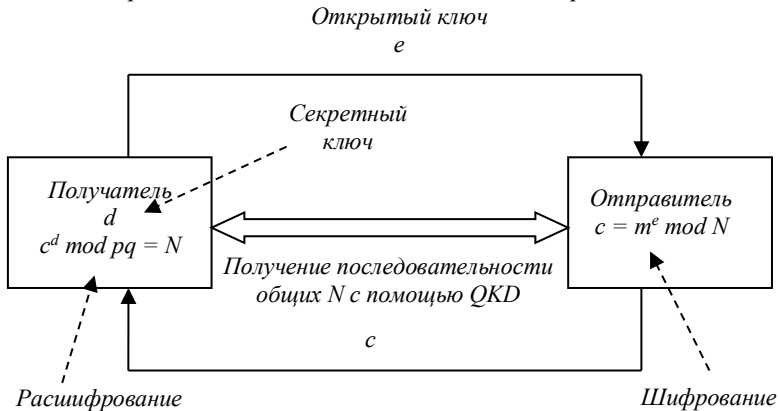


Рис. 2

Для этого можно инициализировать модифицированный алгоритм RSA, запустив протокол QKD, чтобы получить последовательность общих простых чисел $\{p\}$ и $\{q\}$, а также общие начальные значения. После инициализации отправитель и получатель будут использовать общие начальные значения для случайного выбора p и q , чтобы получить $N = pq$. Это N будет использовано однократно и немедленно уничтожено. Используя другое N для каждого нового ключа, злоумышленник не сможет определить его путем анализа зашифрованного текста, и будет вынужден применить метод прямого перебора.

[1] Duan L.-M., Lukin M. D., Cirac J. I., and Zoller P. Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics. Nature. 2001. Vol. 414, No. 6862. P. 413.

- [2] Qiu J. Quantum communications leap out of the lab. *Nature*. 2014. Vol. 508. No. 7497. P. 441.
- [3] Djordjevic B. *Physical-Layer Security and Quantum Key Distribution*. Cham, Switzerland: Springer Nature Switzerland AG. 2019.
- [4] Lucamarini M., Yuan Z. L., Dynes J. F., Shields A. J. Overcoming the rate–distance limit of quantum key distribution without quantum repeaters. *Nature*. 2018. Vol. 557. P. 400.
- [5] McEliece R. J. A public-key cryptosystem based on algebraic coding theory. DNS Progress Report. – Pasadena: Jet Propulsion Laboratory, 1978, p. 114.
- [6] Micciancio D., Regev O. *Lattice-based Cryptography*. In D.J. Bernstein, J. Buchmann, E. Dahmen (eds) *Post-Quantum Cryptography*. – Berlin, Heidelberg: Springer, 2009.
- [7] Harrow W., Hassidim A., Lloyd S. Quantum algorithm for solving linear systems of equations. *Phys. Rev. Lett.* 2009. Vol. 103. P. 150502.
- [8] Ma X., Zeng P., Zhou H. Phase-matching quantum key distribution. *Phys. Rev. X*. 2018. Vol. 8. P. 031043.

ПРИМЕНЕНИЕ ВЕСОВ ТЕРМОВ В ЗАДАЧЕ ОБНАРУЖЕНИЯ СПАМАС.В. Корелов¹⁾, А.М. Петров¹⁾, И.Г. Сидоркина²⁾, Л.Ю. Ротков³⁾¹⁾ НКЦКИ²⁾ Волгатех³⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского**Введение**

Доказано, что спам является угрозой безопасности информации, нейтрализация которой является актуальной задачей. В связи с этим исследование, разработка, создание и внедрение новых и совершенствование существующих решений и технологий обеспечения безопасности информационных систем, ориентированных на обнаружение (выявление) спама, является актуальной и практически значимой задачей.

При этом создание новых моделей электронных писем, обеспечивающих выделение признаков электронных писем на основе их содержания с учетом меняющихся информационных потребностей конкретного пользователя, для обнаружения спама является актуальной задачей и представляет научный и практический интерес [1].

В связи с этим в [2] предложена и в [3] уточнена модель электронных писем, позволяющая специфическим способом (с помощью «генетических карт» [4]) выделять текстовые отрезки электронных писем, являющиеся отражением их отличительных признаков, или термы:

$$\Psi_{el} = \langle EL_PreProc, T_Proc, T \rangle, \quad (1)$$

где T_Proc – процедура выделения термов T – значимых последовательностей исходных символов текста электронного письма;

$EL_PreProc$ – процедура предобработки текста электронного письма.

Модель оперирует с преобразованными в числовой вектор данными, полученными из исходных текстов электронных писем. Корректность, практическая применимость и результативность модели (1) экспериментально продемонстрированы в [например, 2, 3].

Настоящая статья посвящена анализу результатов применения весовых коэффициентов термов в задаче обнаружения спама с использованием модели электронных писем (1).

Основная часть

Важной оставляющей в построении признаковых описаний текстов электронных писем является процедура расчета весов термов, которые существенно влияют на качество решения задачи их классификации [1]. В [1] продемонстрировано, что различные методы расчета весов термов дают в целом похожие результаты и различаются в зависимости от наборов данных. При этом наиболее широкое распространение имеют весовые функции класса $TF - IDF$ [например, 5, 6], как наиболее простые и показавшие свою относительно лучшую (в сравнении с другими) эффективность не только при решении задач классификации, но и поиска требуемой информации в массивах разнообразных текстов, а также их индексирования и рубрицирования.

Обозначим за tf_{ij} частоту -го термина в i -м письме – отношение числа его вхождений в текст письма к общему числу всех терминов в этом письме. Тогда:

$$tf_{ij} = \frac{n_{ij}}{N_T}, \quad (2)$$

где n_{ij} – количество вхождений -го термина в i -м письме,

N_T – количество терминов в -м письме.

Обозначим через idf_j инверсную документарную частоту -го термина – логарифм отношения числа всех писем к числу писем, в которых встречается j -й терм:

$$idf_j = \log\left(\frac{N_{EL}}{n_j}\right), \quad (3)$$

где N_{EL} – количество всех писем,

n_j – количество писем, в которых встречается -й терм.

Основываясь на формулах (2) и (3) в базовом виде формулу расчета веса $TF - IDF$ можно представить следующим образом:

$$w_{ij} = tf_{ij} \cdot idf_j \text{ или} \quad (4)$$

$$w_{ij} = \frac{n_{ij}}{N_T} \cdot \log\left(\frac{N_{EL}}{n_j}\right). \quad (5)$$

Особенностью данной меры является то, что вес термина пропорционален частоте его употребления в конкретном письме и обратно пропорционален частоте употребления во всех письмах. Таким образом, можно оценить важность термина в пределах конкретного письма. При этом больший вес получают термины с большей частотой в пределах конкретного письма и с меньшей частотой употребления в других письмах.

У формулы (5) существуют следующие наиболее распространенные модификации, которые целесообразно рассмотреть в качестве весов терминов в задаче обнаружения спама с использованием модели электронных писем (1).

Очевидно, что $w_{ij} = 0$ при $N_{EL} = n_j$. Данный случай может наблюдаться при небольшом количестве классифицируемых писем. Во избежание таких случаев целесообразно применение [7] сглаживающего коэффициента:

$$w_{ij} = \log\left(\frac{n_{ij}}{N_T} + 1\right) \cdot \log\left(\frac{N_{EL} + 1}{n_j}\right). \quad (6)$$

В [7] в дополнение к TF и IDF предложено ввести параметр CF (аббр. от англ. Class Frequency), обозначающую частоту термина в пределах заданного класса:

$$cf_j = \frac{N_{ij}^c}{N_i^c}, \quad (7)$$

где N_{ij}^c – количество писем того же класса, что и -е письмо, в которых встречается j -й терм.

N_i^c – число писем того же класса, что и -е письмо.

Тогда формула (6) примет вид:

$$w_{ij} = \log\left(\frac{n_{ij}}{N_T} + 1\right) \cdot \log\left(\frac{N_{EL}+1}{n_j}\right) \cdot \frac{N_{ij}^c}{N_i^c}. \quad (8)$$

В большинстве ситуаций в небольших письмах, как правило, будет присутствовать небольшое количество термов, а в больших наоборот. Это предопределяет необходимость использования коэффициента нормализации, позволяющего устранить эффект больших различий в частотах термов в текстах писем различной длины. В качестве коэффициента нормализации, как правило, может выступать следующий [7]:

$$norm_i = \frac{1}{\sqrt{\sum_{j=1}^{N_T} (w_{ij})^2}}. \quad (9)$$

С учетом коэффициента нормализации формулы расчета весов (5) и (6) примут соответственно вид:

$$w_{ij} = \frac{\frac{n_{ij}}{N_T} \log\left(\frac{N_{EL}}{n_j}\right)}{\sqrt{\sum_{j=1}^{N_T} \left(\frac{n_{ij}}{N_T} \log\left(\frac{N_{EL}}{n_j}\right)\right)^2}}, \quad (10)$$

$$w_{ij} = \frac{\log\left(\frac{n_{ij}}{N_T} + 1\right) \cdot \log\left(\frac{N_{EL}+1}{n_j}\right)}{\sqrt{\sum_{j=1}^{N_T} \left(\log\left(\frac{n_{ij}}{N_T} + 1\right) \cdot \log\left(\frac{N_{EL}+1}{n_j}\right)\right)^2}}. \quad (11)$$

В ряде исследований [например, 5, 8], посвященных вопросам анализа текстов и информационного поиска, приведен вариант меры $TF - IDF$ в формулировке поисковой системы INQUERY [9]:

$$w_{ij} = \beta + (1 - \beta) \cdot tf_{ij} \cdot idf_j, \quad (12)$$

где

$$tf_{ij} = \frac{tf_{ij}}{tf_{ij} + 0,5 + 1,5 \frac{N_T}{N_T}}, \quad (13)$$

$$idf_j = \frac{\log\left(\frac{N_{EL}+0,5}{n_j}\right)}{\log(N_{EL}+1)}, \quad (14)$$

где N_T – среднее число термов в одном письме (в термах);

$\beta = 0,4$ [5].

Для проведения эксперимента по применению весов термов в задаче обнаружения спама с использованием модели электронных писем (1) в качестве значений ее параметров приняты следующие:

$q = 256$ – соответствует количеству символов кодировки Windows-1251;

$\Delta t = 1$ – шаг дискретизации равен одному символу;

$n = 1$.

На основании полученных и обоснованных в [3] результатов все письма указанного англоязычного набора прошли следующую предварительную предобработку:

- удаление повторений символов пробелов, табуляции и переносов строк;
- перевод всех букв в верхний регистр.

Эксперимент и оценка его результатов проводились аналогично [3, 10, 11] на трех сформированных наборах электронных писем (Enron14, Enron 25 и Enron 36). При проведении экспериментальных исследований использован метод кросс-валидации [12].

В качестве мер оценки результатов эксперимента использованы точность P , полнота R обнаружения (классификации) и сбалансированная -мера [3, 10, 11, 13, 14]. Результаты эксперимента по каждой из этих мер представлены на рисунках 1-3.

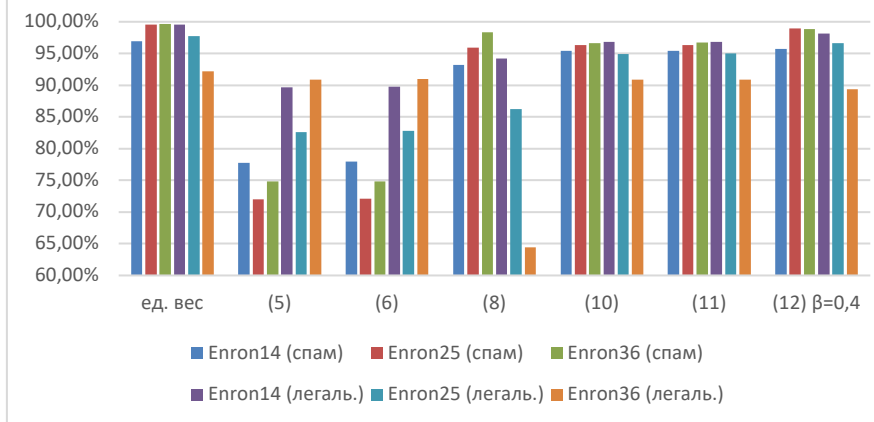


Рис. 1 – точность

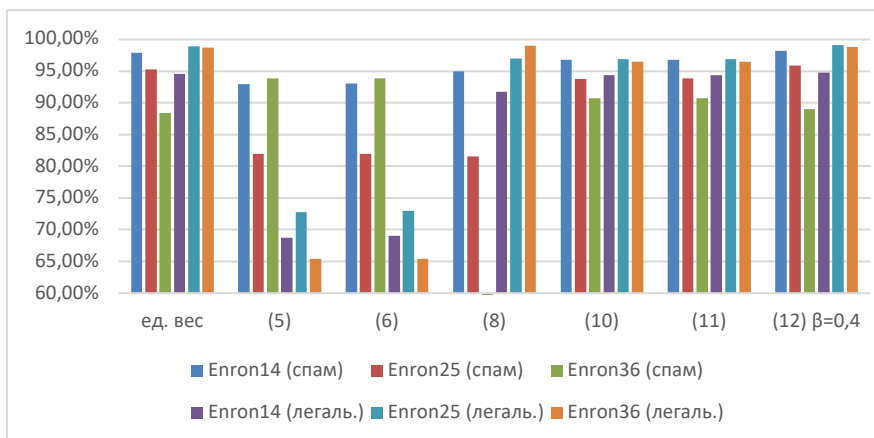


Рис. 2 – полнота

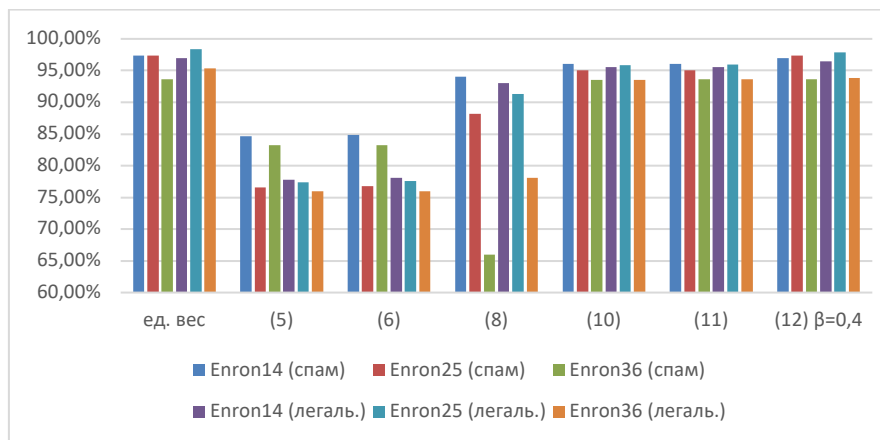


Рис. 3 – сбалансированная мера

Анализ полученных результатов показывает, что наилучшие результаты обнаружения показывает единичный вес, а также вариант меры $TF - IDF$ (12) в формулировке поисковой системы INQUERY.

Заключение

Таким образом, результаты эксперимента свидетельствуют о целесообразности применения весовых коэффициентов термов, в том числе с целью исключения фактора случайности в процессе классификации, обусловленного возможным достижением максимального (предельного) числа уникальных термов в наборах соответствующих классов при бесконечном увеличении числа писем в обучающих наборах.

- [1] Корелов С.В., Петров А.М., Сидоркина И.Г., Ротков Л.Ю. Применение весов термов в задаче обнаружения спама с использованием модели электронных писем // Труды XXVI научной конференции по радиофизике (Нижний Новгород, 12-27 мая 2022 г.). – Нижний Новгород: ННГУ, 2022. С. 522.
- [2] Корелов С.В., Петров А.М., Ротков Л.Ю., Горбунов А.А. Модель электронных писем в задаче обнаружения спама // Вестник Поволжского государственного технологического университета. Сер.: Радиотехнические и инфокоммуникационные системы. 2020. № 2 (46). С. 44. DOI:10.25686/2306-2819.2020.2.44.
- [3] Корелов С.В., Петров А.М., Ротков Л.Ю., Горбунов А.А. Предобработка текстов электронных писем в задаче обнаружения спама // Труды учебных заведений связи. 2020. Т. 6, № 4. С. 80. DOI:10.31854/1813-324X-2020-6-4-80-90.
- [4] Кирьянов К.Г. Генетический код и тексты: динамические и информационные модели сложных систем /Ред. Л.Ю. Ротков, А.В. Якимов. – Нижний Новгород: ТАЛАМ, 2002, 100 с.

- [5] Агеев М.С. Методы автоматической рубрикации текстов, основанные на машинном обучении и знаниях экспертов: дис. ... канд. физ.-мат. наук: 05.13.11/Агеев Михаил Сергеевич. – Москва, 2004. – 136 с.
- [6] Church K., Gale W. Inverse Document Frequency (IDF): A Measure of Deviations from Poisson // *Natural Language Processing Using Very Large Corpora*. 1999. Vol. 11. PP. 283-295. DOI:10.1007/978-94-017-2390-9_18.
- [7] Liu M., Yang J. An Improvement of TFIDF Weighting in Text Categorization // 2012 International Conference on Computer Technology and Science (ICCTS 2012). 2012. Vol. 47. PP. 44-47. DOI:10.7763/PCSIT.2012.V47.9.
- [8] Лукашевич Н.В. Модели и методы автоматической обработки неструктурированной информации на основе базы знаний онтологического типа: дис. ... докт. техн. наук: 05.25.05/Лукашевич Наталья Валентиновна. – Москва, 2014. – 312 с.
- [9] Callan J.P., Croft W.B., Harding S.M. The INQUERY Retrieval System // *Database and Expert Systems Applications*. 1992. PP. 78-83. DOI:10.1007/978-3-7091-7557-6_14.
- [10] Корелов С.В., Петров А.М., Ротков Л.Ю., Горбунов А.А. К вопросу об определении численного значения параметра в модели электронных писем // Труды XXIV научной конференции по радиофизике, посвященной 75-летию радиофизического факультета (Нижний Новгород, 13-31 мая 2020 г.). Нижний Новгород: ННГУ, 2020. С. 471-474.
- [11] Корелов С.В., Петров А.М., Ротков Л.Ю., Горбунов А.А. Определение длины выборки в модели электронных писем // Вестник Пермского национального исследовательского политехнического университета. Электротехника, информационные технологии, системы управления. 2020. № 4 (36). С. 31-47. DOI:10.15593/2224-9397/2020.4.02.
- [12] Перекрёстная проверка. [электронный ресурс]. // Википедия. Режим доступа: https://ru.wikipedia.org/wiki/Перекрёстная_проверка, свободный (дата обращения: 07.10.2019).
- [13] Корелов С.В., Петров А.М., Ротков Л.Ю., Горбунов А.А. Комбинирование значений параметра модели электронных писем // Материалы XII Международной Интернет-конференции молодых ученых, аспирантов и студентов «Инновационные технологии: теория, инструменты, практика» (16 ноября – 31 декабря 2020 г.). – Пермь: ПНИПУ. 2021. С. 448-455.
- [14] Sebastiani F. Machine Learning in Automated Text Categorization // *ACM Computing Surveys*. 2002. Vol. 34, No. 1, 2002, PP. 1-47, DOI:10.1145/505282.505283.

ПРИМЕНЕНИЕ СЕМАНТИЧЕСКИХ МАСОК В ЗАДАЧЕ ИДЕНТИФИКАЦИИ ОБЪЕКТОВ НА ИЗОБРАЖЕНИЯХ

А.А. Коротышева, С.Н. Жуков

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Разработка отечественных решений для автоматической идентификации скрытых устройств при проверке оборудования и технических средств, способствует решению задач, регламентированных требованиями нормативных документов ФСБ России к порядку действий для спецпроверки.

Данная работа посвящена использованию семантических масок при идентификации информационных объектов на примере рентгеновских изображений. Рентгеновские изображения широко используются для визуализации внутренних структур объектов, если по внешним признакам невозможно точно идентифицировать объекты или их части.

Для сегментации объектов по рентгеновским изображениям возможно применение как алгоритмов компьютерного зрения, таких как алгоритм активных контуров [1] или алгоритм обнаружения границ [2], так и подходов, основанных на глубоком обучении, например, сверточных нейронных сетей [3].

Создание семантических масок в данной работе реализовано с помощью нейронных сетей с архитектурами U-Net [4] и Segment Anything Model (SAM) [5]. Обе модели способны к обобщению на новые объекты.

Для демонстрации семантических масок был использован набор данных с рентгеновскими изображениями элементов питания (ЭП) и проведено выделение значимых областей внутри ЭП, содержащих информацию о внутренних структурах, таких как сепараторы, стержни и прокладки. Каждая комбинация таких внутренних структур является уникальной и определяет отдельный тип (класс) ЭП. С помощью анализа информации, полученной путем такой сегментации, может быть проведена идентификация компонентов ЭП [6].

Примеры получаемых семантических масок объектов, где каждая маска выражает один из заданных классов внутренних структур ЭП, представлены на рисунке 1.

На рисунке 2 изображены результаты создания плотных карт сегментации двух объектов разных идентифицируемых классов. Плотные карты создаются путем объединения приведенных на рисунке 1 масок изображений по пикселям, где каждый пиксель относится к определенному классу.



Рис. 1



Рис. 2

Создание семантических масок при идентификации информационных объектов позволяет не только обнаруживать скрытые устройства и производить их классификацию, но и выявлять дефекты и несоответствия технических характеристик исследуемых объектов стандартам [7]. Использование предлагаемых алгоритмов сегментации и создания плотных карт объектов позволяет повысить точность идентификации на изображениях и анализа объектов в системах, получающих данные от рентгеновской установки. Набор алгоритмов может быть дополнен и адаптирован для применения в ранее разработанной интеллектуальной системе [6].

- [1] Annangi P., Thiruvenkadam S., Raja A., et al. A region based active contour method for x-ray lung segmentation using prior shape and low level features // IEEE International Symposium on Biomedical Imaging: From Nano to Macro. – Rotterdam, Netherlands: IEEE, 2010. P. 892.
- [2] Saad M. N., Muda Z., Ashaari N. S., Hamid H. A. Image segmentation for lung region in chest X-ray images using edge detection and morphology // IEEE International Conference on Control System, Computing and Engineering (ICCSCE 2014). – Penang, Malaysia: IEEE, 2014. P. 46.
- [3] Chouhan V., Singh S.K., Khamparia A., et al. A Novel Transfer Learning Based Approach for Pneumonia Detection in Chest X-ray Images // Applied Sciences. 2020. Vol. 10, No. 2. P. 559.

- [4] O. Ronneberger, P. Fischer, T. Brox. U-Net: Convolutional Networks for Biomedical Image Segmentation // Medical Image Computing and Computer-Assisted Intervention (MICCAI), Springer, LNCS. 2015. Vol. 9351. P. 234-241.
- [5] S. Roy, T.A. Kirillov, E. Mintun, [и др.]. Segment Anything // Computer Vision and Pattern Recognition. 2023. 30 pages.
- [6] Блатов Р.И., Вострякова Е.А., Москвин А.С., Чупров Д.А., Егоров Ю.С., Коротышева А.А., Милов В.Р., Дубов М.С., Кербенева А.Ю. Программа для ЭВМ «Прототип интеллектуальной системы идентификации немаркированных элементов питания с использованием методов машинного обучения» // Свидетельство об официальной регистрации программы для ЭВМ № 2022663863 от 20.07.2022 г.
- [7] ГОСТ Р МЭК 86-1-96. Батареи первичные. Часть 1. Общие положения. М.: ИПК Издательство стандартов. 1997. 43 с.

ИНТЕГРАЦИЯ СКАНЕРОВ УЯЗВИМОСТЕЙ В СИСТЕМЫ МОНИТОРИНГА РИСКОВ ИНФОРМАЦИОННОЙ БЕЗОПАСНОСТИ

М.М. Мунтян, И.Г. Сидоркина

ФГБОУ ВО «ЧГУ им. И.Н. Ульянова»

Введение

В настоящее время одним из наиболее популярных способов осуществления контроля состояния инфраструктуры организаций является программный мониторинг всех его компонент. Одними из средств, подходящих для этих целей являются системы мониторинга рисков информационной безопасности и сканеры уязвимостей. Однако оба решения обладают определенным родом недостатками, которые затрудняют проведение контроля с точки зрения информационной безопасности. Например, системы мониторинга в своем большинстве ориентированы на накопление информации об инфраструктуре и осуществление контроля за действиями пользователей, в том числе в части определения эффективности работы сотрудников. В то же время сканеры уязвимостей более приспособлены для решения вопросов, связанных с обеспечением безопасности, однако проведения определенного рода проверок способны нанести ущерб функционирующему сканируемым объектам.

С целью снижения негативного влияния, оказываемого обоими продуктами на функционирование инфраструктуры, а также организации их нормального использования, предлагается произвести интеграцию сканеров уязвимостей с системами мониторинга рисков информационной безопасности.

Сканеры уязвимостей

Под сканерами уязвимостей понимаются программные или аппаратные инструментальные средства, основной задачей которых заключается в сборе информации о защищенности информационной инфраструктуры в режиме реального времени, путем проведения «простого» сканирования или более сложных процедур, имитирующих реальные пути использования уязвимостей [1]. Основной причиной их востребованности является наличие возможности определения неправомерных действий со стороны потенциальных нарушителей или некавалифицированные действия собственных сотрудников организации.

Системы мониторинга

Системы мониторинга рисков информационной безопасности – это программное и аппаратное обеспечение, которое создано для того, чтобы производить выявление и фиксацию событий, связанных с нарушением информационной безопасности в инфраструктуре организации. Однако, если основная роль сканеров заключается в выявлении уязвимостей инфраструктуры, главная цель систем мониторинга заключается в определении и анализе любых событий, связанных с ней (информационной безопасности).

Рассуждая в таком ключе логично утверждать, что сами по себе системы мониторинга являются тем же сканерами уязвимостей, однако ориентированными не только на сами уязвимости, но и на другие события информационной безопасности [2, 3].

Интеграция сканеров уязвимостей в системы мониторинга рисков информационной безопасности.

Предложено решение по интеграции сканеров уязвимостей и систем мониторинга рисков информационной безопасности должно осуществляться в соответствии со следующими принципами (см. рис.).

- Введение сканера уязвимостей информационной безопасности как одно из штатных механизмов системы мониторинга (элемент программного агента системы мониторинга), который при этом позволял бы проводить автономное сканирование без передачи информации на сервер системы мониторинга для ситуаций эталонного сканирования (под эталонным сканированием подразумевается проведения сканирования с целью проверки устранения уже определенных ранее уязвимостей).
- Предоставление сканерам уязвимостей возможности первичной обработки информации при проведении мониторинга в результате которого удастся произвести первичную фильтрацию информации и построения подходящего шаблона уязвимости информационной безопасности на основе ее основных и дополнительных признаков.
- Организация взаимодействия по соотнесению выявленных уязвимостей и угроз информационной безопасности на основе данных хранящихся на сервере системы мониторинга.

Конечный продукт состоит из следующих элементов.

Программный агент – децентрализованный элемент системы мониторинга, обладающий частичной автономией, который производит обмен информации с серверами системы мониторинга в асинхронном режиме (установление соединения по необходимости без учета деятельности других программных агентов).

Сервер обработки информации (сервера баз данных) и центр принятия решений (аналитический элемент, сервера для передачи повторных запросов) – элемент системы мониторинга способный производить накопление информации, полученной от объектов, а также способный инициировать запросы к другим агентам с целью сокращения времени анализа безопасности инфраструктуры в целом. Одной из задач этого элемента является проведения соотнесения информации, полученной ранее от программных агентов, о связях между уязвимостями и угрозами информационной безопасности. Данный элемент должен быть реализован как совокупность таких элементов, как сервер системы мониторинга и ПЭВМ (группы ПЭВМ) – аналитических агентов, производящих последующую обработку, полученных от программных агентов информации.

При реализации аналитических элементов целесообразным является использование методов интеллектуального анализа, как механизмов совершенной обработки больших объемов информации, которые являются невозможными для человека.

При реализации серверных элементов необходимо формирование базы данных таким образом, чтобы представленная в ней информация сохранялась в полном виде без сокращений. Такой подход позволит производить проверку решений и эффективности работы продукта, а также выявлять неточности и ошибки путем добавление в процессы определения угроз человека.

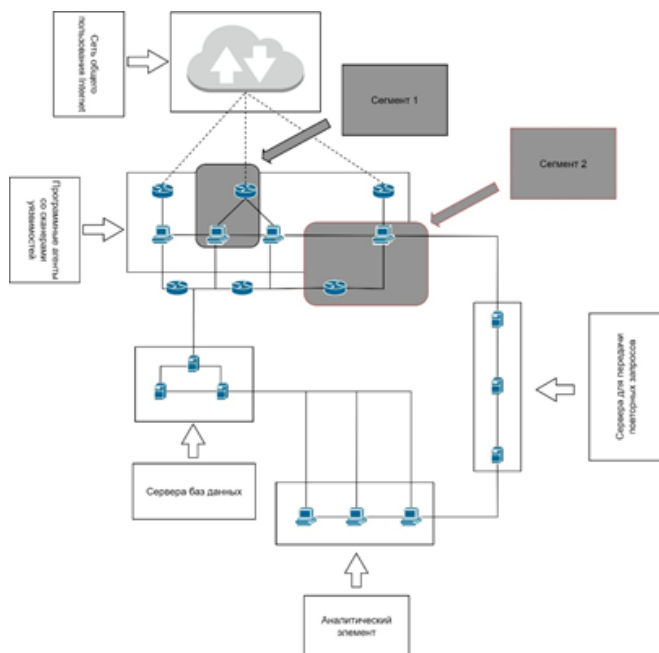


Рис.

Необходимость интеграции сканеров уязвимостей и систем мониторинга предложенным способом связана с такими важными факторами обеспечения безопасности информации как время, вероятность совершения ошибки при проведении анализа и объемом информации для него.

Под временем понимается такой период, в течении которого инфраструктуры является практически беззащитной для реализации угроз информационной безопасности. Прежде всего это связано с тем, что используемым механизмом защиты необходимо адаптироваться к происходящему, а также произвести идентификацию инцидента, а также ресурсов, которые были подвергнуты атаке. В результате чего централизованное управление всеми элементами инфраструктуры является достаточно затратным относительно этого параметра, что делает его менее эффективным относительно децентрализованного функционирования, когда каждый из элементов может осуществлять необходимые действия независимо от других. Однако использование децентрализованного управления требует жесткого разграничения областей деятельности каждого элемента (сегментация), что также необходимо учитывать при настройке предлагаемого решения.

Факторы ошибок несовершенных средств автоматизации и объемов анализируемых данных являются взаимосвязанными. Это обуславливается тем, что даже при отдельном использовании системы мониторинга организациям необходимо учитывать

объемы работы по анализу данных, которые в свою очередь достаточно велики. В результате чего задача становится емкой относительно ресурсов, которые необходимы использовать для ее решения, при этом такое решение не гарантирует отсутствие ошибок, так как процесс соотнесения является субъективным и означает присутствие вероятностных факторов в ее решении. На этом основано существование компаний, предоставляющих услуги по круглосуточному мониторингу инцидентов информационной безопасности (компаний, оказывающих услуги SOC – Security Operations Center). Иными словами, количество записей в системном журнале и иных средствах получения информации для систем мониторинга настолько велико, что даже выделенное для этого подразделение организации или компания оказывающая услуги на основе договора будет вынуждена потратить достаточно длительный промежуток времени для проведения идентификации инцидента и выработки ответных на него действий. При этом подобная процедура не гарантирует достоверность полученных результатов.

Таким образом, для успешной интеграции сканеров уязвимостей с системами мониторинга рисков информационной безопасности необходимо произвести модернизацию продуктов в соответствии с представленными принципами. В то же время необходимо включить в рассмотрение добавление в функционал систем мониторинга методов интеллектуального анализа, что сведет участие человека в процессе к минимуму, а также позволит производить вычисления намного точнее и быстрее.

Заключение

Таким образом, предложенное решение позволяет произвести ориентацию систем мониторинга рисков информационной безопасности на основные пути реализации угроз безопасности информации – уязвимые элементы инфраструктуры, через которые эти угрозы могут быть реализованы. В результате чего процесс обеспечения безопасности становится схожим с процессом оказания медицинской помощи, где для обеспечения безопасности пациентов производится лечение не симптомов заболевания, а причин их возникновения, что благоприятно влияет на состояние инфраструктуры в целом. Такой вывод вытекает исходя из того, что решение проблем уязвимостей путем их устранения или осуществления контроля над ними, позволяет производить решение возникающих инцидентов намного эффективнее.

В это же время сканеры уязвимостей при такой интеграции освобождаются от необходимости осуществления полного сканирования инфраструктуры из одной точки, что в значительной степени снижало эффективность их работы. При этом способе интеграции сканеры функционируют независимо друг от друга в рамках своего сегмента, что значительно снижает время проведения сканирования и способствует снижению рисков для функционирования других сегментов инфраструктуры.

[1] <https://www.reg.ru/blog/chto-takoe-skanery-uyazvimostej/>

[2] https://lib.itsec.ru/articles2/control/monitoring_analiz_upravl_ib;

[3] [https://rtmtech.ru/articles/monitoring-informatsionnoj-bezopasnosti/;](https://rtmtech.ru/articles/monitoring-informatsionnoj-bezopasnosti/)

ПРИМЕНЕНИЕ ЗАКОНА БЕНФОРДА В ОБНАРУЖЕНИИ СГЕНЕРИРОВАННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

С.П. Никитенкова

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Прогресс нейросетей GAN (Generative adversarial network) позволил значительно улучшить качество синтетических изображений или дипфейков. С одной стороны, это может использоваться в таких областях, как реклама, кинопроизводство, видеоигры и т.д. С другой стороны, дипфейки представляют собой серьезную угрозу для общества, политической системы и бизнеса. Миллионы сгенерированных цифровых изображений загружаются каждый день в интернет, распространяясь в социальных сетях, размывая границы между фактами и вымыслом. Изображения искусственно сгенерированных лиц, способны обмануть даже самых опытных наблюдателей, и, главное, вызвать симпатию и большее доверие, чем настоящие лица [1].

Закон Бенфорда широко используется в мультимедийной криминалистике для обнаружения фальсификации изображений. Как оказалось, интенсивность света на реальных изображениях при определенных ограничениях точно подчиняется закону Бенфорда, что позволяет обнаружить применение фильтров и ретушь изображений.

Соответствие закону Бенфорда квантованных коэффициентов дискретного косинусного преобразования изображений, сжатых в формате JPEG, неоднократно демонстрировалось как мощный инструмент для обнаружения манипуляций с изображениями, в том числе в качестве индикатора морфинга изображения лица.

Закон Бенфорда, также известный как закон первой цифры или закон значащей цифры, является эмпирическим законом. Справедливость закона Бенфорда была продемонстрирована и подтверждена в различных областях. Примерами являются распределение результатов выборов, суммарная длительность нот в классических музыкальных произведениях, фальсификация научных данных, данные заболеваемости и смертности от коронавирусной инфекции и т.д.

Впервые закон был обнаружен Ньюкомбом в 1881 г. и переоткрыт Бенфордом в 1938 году. В законе говорится, что распределение вероятностей первых цифр x ($x = 1, 2, \dots, 9$) в наборе натуральных чисел является логарифмическим:

$$P(d) = \log_{10} \left(1 + \frac{1}{d} \right).$$

Спектральные свойства изображения можно проанализировать с помощью дискретного преобразования Фурье. Для дискретного двумерного сигнала $f(x, y)$, представляющего отдельные цветные каналы изображения размера $M \times N$, дискретное преобразование Фурье $F(k_x, k_y)$ определяется как:

$$F(k_x, k_y) = \frac{1}{MN} \sum_{x=0}^{M-1} \sum_{y=0}^{N-1} f(x, y) \exp \left(-2\pi i \left(\frac{k_x x}{M} + \frac{k_y y}{N} \right) \right),$$

где x, y – позиция пикселя, $f(x, y)$ – значение пикселя выбранного канала изображения, k_x, k_y – пространственная частота.

Спектр мощности изображения является важной статистической характеристикой изображения и определяется как

$$P(k_x, k_y) = |F(k_x, k_y)|^2.$$

После применения преобразования Фурье к изображению информация представлена в новой области, но по-прежнему содержит 2D-информацию. Размерность может быть уменьшена без существенной потери информации путем азимутального усреднения:

$$P(r) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} P(r, \theta) d\theta, \text{ где } r = \sqrt{\frac{k_x^2 + k_y^2}{\frac{1}{4}(M^2 + N^2)}} \text{ и } \theta = \text{atan2}(k_x, k_y).$$

Генерация изображений чаще всего происходит с помощью методов, основанных на так называемых генеративно-сопоставительных сетях, сокращенно GAN (Generative adversarial network). Впервые представленные в 2014 году, сети GAN завоевали популярность благодаря своей способности создавать фотореалистичные изображения с нуля. Технология StyleGAN (Style Generative Adversarial Network) является расширением архитектуры GAN. Сети StyleGAN обеспечивает генерацию изображений на основе стилей, что позволяет контролировать синтез генерируемых изображений. Первый вариант технологии StyleGAN был опубликован в 2019 году. В 2020 году была предложена технология StyleGAN2, позволившая добиться значительного улучшения качества изображений. В октябре 2021 года компанией NVIDIA была опубликована архитектура StyleGAN3 (Alias-free), главной целью которой стала адаптация технологии StyleGAN для применения в анимации и видео.

Чтобы проверить, было ли распределение значений азимутально-усредненного спектра мощности изображения, и значений, полученных в соответствии с законом Бенфорда, равным или нет, был рассчитаны критерии согласия, основанные на тестах Крамера-Мизеса и Колмогорова-Смирнова.

Тесты измеряют расстояние между наблюдаемыми и ожидаемыми в соответствии с законом Бенфорда значениями. Критерий Крамера-Мизеса рассчитывался как:

$$W^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^9 (S_i - T_i)^2 t_i,$$

где $S_i = \sum_{j=1}^i q_j$, и $T_i = \sum_{j=1}^i p_j$, обозначают совокупные наблюдаемые и ожидаемые величины. Величина t_i определяется как $t_i = (p_i + p_{i+1})/2$ ($i=0, 1..8$) и $t_9 = (p_9 + p_1)/2$.

Критерий Колмогорова-Смирнова вычисляет как:

$$KS = \sqrt{N} \sup_{1 \leq i \leq 9} |S_i - T_i|.$$

Были рассмотрены датасеты FFHQ, StyleGAN2, StyleGAN3, каждый из $N=100$ изображений [2-4]. Для каждого изображения была выдвинута гипотезы: подчиняется ли случайная величина значений азимутально-усредненного спектра мощности изображения распределению Бенфорда (нулевая гипотеза) или нет. Количество случаев, когда нулевая гипотеза верна, для каждого датасета представлено в таблице.

Табл.

	Число изображений (нулевая гипотеза верна)					
	Cramér–von Mises test			Kolmogorov-Smirnov test		
	$\alpha=0.1$	$\alpha=0.05$	$\alpha=0.01$	$\alpha=0.1$	$\alpha=0.05$	$\alpha=0.01$
Датасет FFHQ	70	48	22	83	83	30
Датасет StyleGAN2	51	27	6	76	32	6
Датасет StyleGAN3	68	42	17	85	85	19

Результаты показывают, что изображения, сгенерированные StyleGAN2, часто не соответствуют закону Бенфорда, на этом основании их можно отличить от реальных изображений. Однако изображения, сгенерированные StyleGAN3, имеют практически тот же процент соответствия, что и реальные изображения на исследуемых датасетах. Изображение, сгенерированные StyleGAN3, труднее обнаружить предложенным способом, что мотивирует дальнейшие исследования по этой теме.

- [1] Europol (2022), Facing reality? Law enforcement and the challenge of deepfakes, an observatory report from the Europol Innovation Lab, Publications Office of the European Union, Luxembourg https://www.europol.europa.eu/cms/sites/default/files/documents/Europol_Innovation_Lab_Facing_Reality_Law_Enforcement_And_The_Challenge_Of_Deepfakes.pdf
- [2] GitHub – NVlabs/FFHQ-dataset. <https://github.com/NVlabs/ffhq-dataset>
- [3] GitHub – NVlabs/StyleGAN2-dataset. <https://github.com/NVlabs/stylegan2>
- [4] <https://www.kaggle.com/datasets/showmik50/stylegan3-dataset>

ПРИМЕНЕНИЕ ТЕХНОЛОГИЙ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ В РАМКАХ ПОСТРОЕНИЯ SIEM И ДРУГИХ СИСТЕМ ЗАЩИТЫ ИНФОРМАЦИИ

Л.М. Плотников, Р.Г. Нужный, Л.Ю. Ротков, В.А. Мокляков

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Неизбежная зависимость от цифровых процессов на объектах КИИ означает, что отказ систем может привести к огромным потерям ресурсов и эффективности, а возможно и к человеческим жертвам. Принимая во внимание уже существующие угрозы со стороны «недружественных» государств, вопрос защиты объектов КИИ и линий связи стоит сейчас особенно остро.

На сегодняшний день атака на информационную инфраструктуру детектируются с помощью специального оборудования и средств, при этом специалистами по-прежнему используются «ручные» инструменты для сканирования сетевого трафика в том числе на предмет подозрительной активности, или при расследовании компьютерных инцидентов. Так или иначе, в случае неоднозначного детектирования атаки, ложного срабатывания, или нового вида атаки, решение о блокировке того или иного потока данных в инфраструктуре и выводе из эксплуатации зараженных машин принимает ответственный специалист по информационной безопасности на объекте. Применение методов машинного обучения (МО/ML) способны сделать работу этих специалистов ещё более эффективной. Если бы модель МО могла эффективно идентифицировать аномальные пакеты данных, проходящих через сеть ОКИИ, то специалисты по безопасности смогли бы тратить меньше времени на ручной анализ. Но для реализации такой модели МО, необходимо снизить уровень ложно-положительных и ложно-отрицательных срабатываний. Модель ML также должна быть эффективной и гибкой для того, чтобы работать с разными видами трафика и оборудования. В рамках данного тезиса была предпринята попытка построить прототип такой модели, обученной на уже доступном наборе данных.

Теория обнаружения аномалий

Обнаружение аномалий связано с поиском точек, которые отклоняются от большинства данных относительно их среднего или медианы в распределении. В машинном обучении ещё часто используется словосочетание "обнаружение выбросов" [1].

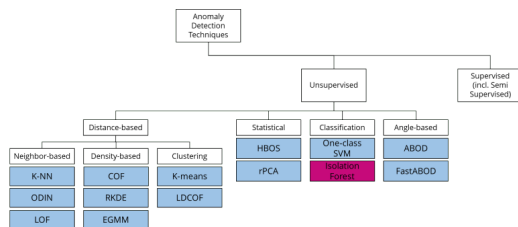


Рис. 1

Некоторые модели обнаружения аномалий работают с одним признаком (одномерные данные), например, при мониторинге электрических сигналов. Однако большинство моделей обнаружения аномалий используют многомерные данные, что означает наличие двух (двумерных) или более (многомерных) признаков.

Обнаружение выбросов – это проблема классификации. Однако эта область более разнообразна, поскольку обнаружение выбросов – это проблема, к которой можно подойти с помощью методов обучения с учителем и без [2]. На рисунке 1 представлена диаграмма, которая даёт хороший обзор стандартных алгоритмов, которые обучаются без надзора. Необходимым условием для контролируемого обучения является наличие информации о том, какие точки данных являются выбросами, а какие относятся к обычным данным. От того, известно ли, какие классы в наборе данных являются выбросами, а какие нет, зависит выбор возможных алгоритмов, которые мы могли бы использовать для решения проблемы обнаружения выбросов. Методы обучения без надзора являются естественным выбором, если метки классов недоступны. Если же метки классов доступны, можно использовать как алгоритмы обучения без надзора, так и алгоритмы обучения с надзором.

Поиск набора данных

При подготовке к реализации модели рассматривалось несколько вариантов получения нужных наборов данных. Непосредственно перед экспериментом стоял вопрос использования промышленного TCP/IP трафика реальных SCADA-систем, однако доступа к нему получить не удалось. Была предпринята попытка смоделировать нужные данные, но специализированные генераторы, которые были найдены, более не предоставляются в России на коммерческой основе, не говоря уже об использовании в научных целях. Более простые, не позволяющие симулировать атаку на систему (разве что кроме Dos-атак). Тогда методом поиска был найден набор данных отлично подходящий для поставленной задачи [3]. Необработанные сетевые пакеты набора данных UNSW-NB 15 были созданы в лаборатории Cyber Range Lab UNSW Canberra для генерации гибрида обычных действий и искусственного поведения современных атак. Было захвачено 100 Гб необработанного трафика (например, файлы Pcap) [4, 5]. Часть из этих данных была обработана тренировочный набор с 175000 записями. Этот набор данных включает девять типов атак, а так же 49 признаков с меткой, например: время жизни пакета, количество переданных байт, категорию атак.

Описание алгоритмов

В рамках построения модели были выбраны алгоритмы: изолирующий лес, алгоритм k-ближайших соседей, алгоритм локального уровня выброса. Кратко рассмотрим их по порядку. Сутью алгоритма изолирующего леса является то, что аномальные точки данных легче отделить от остальной выборки. Для того, чтобы изолировать точку данных, алгоритм рекурсивно создаёт разделы выборки путём случайного выбора признака, а затем случайного выбора значения разделения между значения минимальным и максимальным значениями, допустимыми для этого признака.

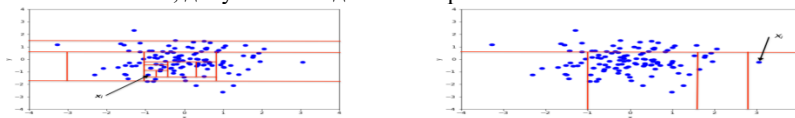


Рис. 2

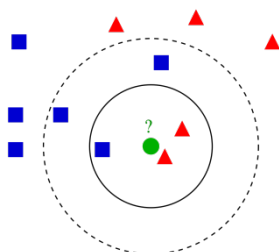


Рис. 3

Алгоритм k -ближайших соседей используется для классификации и регрессии. В обоих случаях входные данные состоят из k ближайших обучающих примеров в наборе данных. Результат зависит от того, используется ли алгоритм для классификации или регрессии. При классификации, результатом является принадлежность к классу. Объект классифицируется путём множественного голосования его соседей, при этом объект относится к классу, наиболее распространённому среди k ближайших соседей (k – целое положительное число, обычно небольшое). Если $k = 1$, то объекту просто присваивается класс единственного ближайшего соседа.

Алгоритм локального уровня выброса основывается на концепции локальной плотности, где локальность задаётся k ближайшими соседями, расстояния до которых используются для оценки плотности. Путём сравнения локальной плотности объекта с локальной плотностью его соседей можно выделить области с аналогичной плотностью и точки, которые имеют существенно меньшую плотность, чем её соседи. Эти точки считаются выбросами. Локальная плотность оценивается типичным расстоянием, с которым точка может быть «достигнута» от соседних точек. Определение «расстояния достижимости», используемого в алгоритме, является дополнительной мерой для получения более устойчивых результатов внутри кластеров.

Построение модели

Программа создавалась на языке программирования “Python”, с использованием библиотек: numpy, pandas, scikit-learn, matplotlib. На первом этапе был проанализирован тренировочный набор данных. Всего в нём 175000 записей, из которых почти половина записей искусственных атак на систему. Было принято решение сосредоточиться на одной категории атак. После этого, набор данных был разделён, перемешан и отнормирован. Для оценки алгоритмов использовались стандартные метрики в МО[6,7]: Precision, Recall, Accuracy, F1-score.

Изолирующий лес

Для тренировки были выбраны базовая модель, нужная для понимания, и улучшенная, в которой можно было менять количество деревьев, ожидаемую пропорцию выбросов к данным и т.д. (рис. 4).

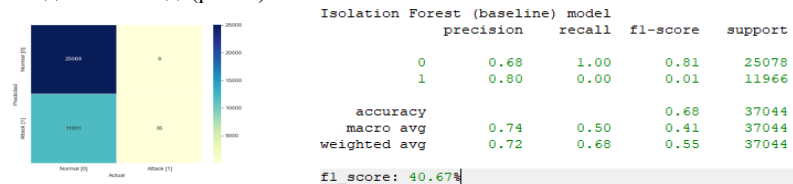


Рис. 4

Алгоритм локального уровня выброса

Для тренировки была выбрана улучшенная модель, изменения схожи с улучшенной моделью изолирующего леса (рис. 5).

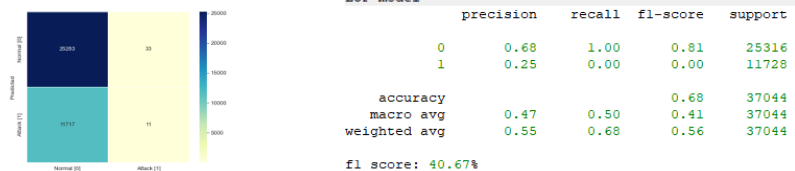


Рис. 5

Алгоритм k-ближайших соседей

Для тренировки были выбраны базовая модель, нужная для понимания, где количество соседей определялось автоматически и улучшенная, в которой можно было менять количество соседей для больших возможностей (рис. 6).

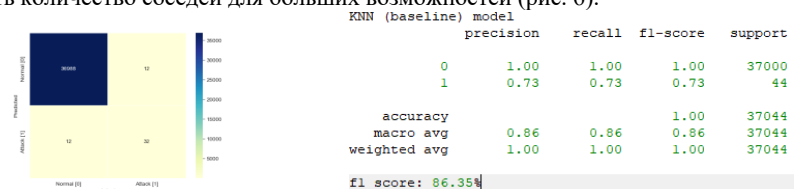


Рис. 6

Сравнение результатов работы всех алгоритмов представлено на рисунке 7.



Рис. 7

Выводы

Учитывая, что изолирующий лес является самым популярным алгоритмом в таком типе задач, в данном случае итоги его работы нельзя назвать удовлетворительными: алгоритм плохо работает с большим их количеством и большим количеством признаков. Так же для работы алгоритма опасно большое количество аномалий, ибо их скопление он может посчитать за норму.

Алгоритм локального уровня выброса тоже неудовлетворительно себя проявил. У алгоритма мягкая метрика, поэтому бывает трудно интерпретировать конечные результаты. Так же локальность метода наверняка сыграла свою роль.

Алгоритм k-ближайших соседей же показал себя отлично, почти все метрики около 0.8. Конечно, по количеству правильно определённых угроз он уступает изолирующему лесу, но у того было огромное количество ложно-положительных результатов.

В целом очевидно, что причиной неудовлетворительной работы стали данные, а точнее неэффективный выбор и обработка признаков. Для лучшей работы алгоритмов придётся либо брать другой готовый набор данных, либо выбрать признаки и обработать данные из нынешнего набора ещё более тщательно. Но даже в таком виде, хотя бы 1 алгоритм из 3 идентифицировал большую часть угроз с минимальным количеством ложно-положительных срабатываний.

- [1] Hodge V. J., Austin J. A Survey of Outlier Detection Methodologies // *Artificial Intelligence Review*. 2004. Vol. 22, No. 2. doi:10.1007/s10462-004-4304-y.
- [2] Нужный П.Г., Ротков Л.Ю., Мокляков В.А. Практическое применение классификатора сетевого трафика на основе методов машинного обучения Труды двадцать пятой научной конференции по радиофизике. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2021.
- [3] Bierbrauer D., Chang A., Kritzer W., Bastian N. 2021. Cybersecurity Anomaly Detection in Adversarial Environments. <https://doi.org/10.48550/arXiv.2105.06742>
- [4] Moustafa N., Slay J. "UNSW-NB15: a comprehensive data set for network intrusion detection systems (UNSW-NB15 network data set)." *Military Communications and Information Systems Conference (MilCIS)*, 2015. IEEE. 2015.
- [5] Moustafa N., Slay J. "The evaluation of Network Anomaly Detection Systems: Statistical analysis of the UNSW-NB15 data set and the comparison with the KDD99 data set." // *Information Security Journal: A Global Perspective*. 2016. P. 1.
- [6] <https://www.relatally.com/measuring-classification-performance-in-machine-learning-with-python-and-scikit-learn/846/>
- [7] David M. W. Powers. "Evaluation: From Precision, Recall and F-Measure to ROC, Informedness, Markedness & Correlationю" // *Journal of Machine Learning Technologies*. 2011. Vol. 2, No. 1. P. 37.

МОДИФИЦИРОВАННАЯ ПРОЦЕДУРА УСТАНОВЛЕНИЯ СОЕДИНЕНИЯ В ВИРТУАЛЬНОЙ ЧАСТНОЙ СЕТИ

В.Д. Зюзин, А.А. Рябов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В настоящее время технология виртуальных частных сетей (ВЧС) широко используется для организации безопасного обмена информацией как на уровне Intranet, так и на уровне Extranet. Чаще всего ВЧС строятся на базе семейства протоколов IPSec.

Рассмотрим ВЧС, содержащую N шлюзов.

Установление соединения по технологии IPSec происходит с использованием протокола Internet Key Exchange (IKE). Протокол IKE состоит из двух этапов. На первом этапе создается вспомогательный защищенный туннель между инициатором и конечным шлюзом. По этому туннелю будет проходить согласование параметров защищенного туннеля. В согласовании параметров защищенного туннеля состоит суть второго этапа [1]. В этой схеме уязвимое место – создание вспомогательного туннеля на первом этапе протокола IKE.

В работе рассматривается модифицированная процедура создания туннеля передачи данных.

В отличие от стандартной процедуры создания туннеля передачи данных, в модифицированной процедуре на первом этапе создаются три промежуточных вспомогательных туннеля. В том числе, туннель от шлюза-инициатора до произвольного промежуточного шлюза из числа N , входящего в состав ВЧС, от этого промежуточного шлюза до другого произвольного промежуточного шлюза, также входящего в состав ВЧС, и от последнего до оконечного шлюза.

На втором этапе происходит согласование параметров безопасности туннеля между инициатором и оконечным узлом. Согласование происходит по защищенному соединению, составленному из промежуточных туннелей, созданных на первом этапе.

После согласования параметров начинает работать туннель между конечными узлами, а соединения со вспомогательными узлами прекращаются по тайм-ауту.

Такая схема позволяет уменьшить вероятность проведения атаки «Человек по середине» в момент начала установления соединения, а значит увеличить защищенность установки соединения.

[1] Кульгин М. Технологии корпоративных сетей. Энциклопедия. — СПб.: Питер, 2000, 704 с

ПРОКТОРИНГ КАК СИСТЕМА ВЫЯВЛЕНИЯ АНОМАЛЬНОГО ПОВЕДЕНИЯ СТУДЕНТОВ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ИНТЕРНЕТ-ТЕСТИРОВАНИЙ

Д.А. Семенов, И.Г. Сидоркина

Volgatem

На протяжении последних двух лет все большую актуальность обретает возможность дистанционного прохождения тестирования. При этом основное требование к сеансу тестирования остается прежним – самостоятельное выполнение экзаменационной работы тестируемым без посторонней помощи. Для обеспечения контроля за выполнением данного требования при дистанционной работе применяются системы прокторинга. Прокторинг – это процедура контроля при интернет-тестировании, при которой за всем процессом наблюдает администратор – проктор. Он следит за действиями экзаменуемого с помощью веб-камеры и видит, что происходит на экране компьютера тестируемого. Эта технология позволяет подтвердить личность кандидата, исключить списывание, помощь посторонних лиц, использование запрещенных ресурсов и прочие нарушения на экзамене. Кроме того, внедрение прокторинга позволяет проходить тестирование людям с ограниченными возможностями здоровья.

Актуальность исследования заключается в том, что с распространением данной технологии, применение человека-проктора становится все более трудоемким. С ростом числа одновременных сеансов тестирования требуется кратное увеличение числа прокторов. В связи с чем на данный момент разрабатываются системы автоматизированного прокторинга, где вместо человека за экзаменуемым наблюдает система на основе искусственного интеллекта. Это позволяет существенно снизить количество человеческих ресурсов при проведении сеансов тестирования, а также обеспечить непредвзятую и объективную оценку выполнения работы экзаменуемым.

Цель работы – расширение возможностей системы прокторинга платформе i-exam.ru посредством анализа позадачной статистики выполнения заданий тестируемыми.

Основная функциональность системы прокторинга обеспечивает трансляцию с экрана и веб-камеры, что позволяет отслеживать самостоятельное прохождение тестирования студентом. Дополнительно обеспечивается трансляция с камеры телефона, находящегося сбоку от тестируемого с целью максимального охвата рабочей зоны.

На данный момент система прокторинга на платформе i-exam.ru включает в себя следующие модули:

- 1) модуль проверки технических требований для проверки соответствия рабочего места тестируемого еще до начала экзамена во избежание проблем непосредственно во время тестирования. Проверка включает в себя запуск системы в поддерживаемом браузере, наличие веб-камеры и качество трансляции, возможность трансляции рабочего стола, отслеживание необходимой пропускной способности интернет-канала, подтверждение работоспособности протокола WebRTC;
- 2) модуль трансляции для передачи видео- и аудиоданных на WebRTC сервер на платформе i-exam.ru, а также остановкой тестирования в случае прерывания трансляции;
- 3) модуль записи, обеспечивающий сохранение трансляции;

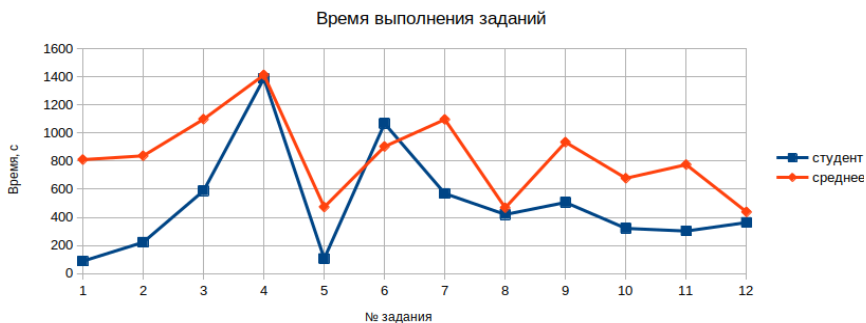
- 4) модуль выявления нарушений, обрабатывающий сохраненные на предыдущем этапе данные и передающий информацию о найденных нарушениях проктору;
- 5) модуль просмотра нарушений для проверки нарушений и исключения ложных срабатываний, по результатам просмотра принимается решение об аннулировании результата тестирования.

В автоматическом режиме (с применением искусственного интеллекта) возможно выявление таких явных нарушений регламента, как покидание рабочего места и появление посторонних лиц в кадре путем анализа изображения с камеры.

Тем не менее, одно только изображение с камеры и трансляция экрана монитора не всегда гарантируют самостоятельность выполнения работы тестируемым, в связи с чем разработка данной системы подразумевает анализ множества дополнительных факторов: затраченного времени на выполнение задания и тестирование в целом, набранного балла и т. д. В связи с этим, при проведении интернет-тестирования необходим сбор статистики, которая включает данные о затраченном времени и результате выполнения каждого задания сеанса тестирования. При сопоставлении этих данных всех пользователей имеется возможность выявить аномалии, такие как подозрительно быстрое или, напротив, медленное и правильное выполнение задания, существенное превышение набранного балла по сравнению с результатами других пользователей, неравномерность ответов на задания схожей тематики и др.

Предлагаемое решение заключается в разработке алгоритмов и методов выявления отклонения статистических характеристик решения задания от среднего. В частности, аномально быстрое решение статистически сложного задания может говорить о потенциальном факте несамостоятельного выполнения задания тестируемым. В таком случае проктору предоставляется подробный протокол выполнения задания с фиксацией видеозаписи, на основании которого будет сделан соответствующий вывод о самостоятельности выполнения задания тестируемым.

В качестве примера на рисунке приведена позадачная статистика выполнения заданий тестируемым и среднего времени выполнения заданий остальными участниками. В ходе анализа графика можно сделать вывод, что время выполнения некоторых заданий существенно ниже времени выполнения заданий другими участниками, что может говорить о недобросовестном прохождении сеанса тестирования.



Помимо анализа времени решения заданий, предлагается анализ коэффициентов решаемости каждого задания. Коэффициент решаемости задания представляет собой отношение количества верно данных ответов на задание к общему количеству ответов на задание. Отклонение коэффициента решаемости от среднестатистического может сигнализировать о необходимости дополнительной проверки результатов тестирования студента проктором.

Также предполагается анализ идентичности векторов ответов студентов. Схожие вектора ответов могут говорить о заимствовании ответов между тестируемыми.

В качестве примера в таблице представлены вектора идентификаторов ответов на задания двух студентов. Верно данные ответы отмечены зеленым цветом, неверные – красным.

Табл.

№ задания	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Ответы студента 1	3	2	1	5	3	1	2	4	3	2	2	5
Ответы студента 2	3	2	1	7	3	1	2	3	3	2	2	5

Визуальная оценка позволяет сделать вывод, что студенты на большинстве заданий совершали схожие ошибки, что говорит о высокой вероятности заимствования ответов. Автоматизированным способом это может быть выявлено путем расчета коэффициента корреляции между двумя векторами.

Коэффициент корреляции (R) - количественная оценка тесноты взаимосвязи двух случайных величин. Значение коэффициента корреляции находится в диапазоне от 0 до 1. Абсолютное значение коэффициента корреляции показывает силу взаимосвязи элементов векторов. Чем выше значение модуля коэффициента корреляции, тем сильнее связь между элементами векторов.

Для данных векторов коэффициент корреляции составляет:

$$R = \sqrt{1 - \frac{\sum(y_i - y_x)^2}{\sum(y_i - \bar{y})^2}} = \sqrt{1 - \frac{3,57}{31,67}} = 0,942.$$

Полученная величина свидетельствует о том, что фактор x (ответы студента 1) существенно влияет на y (ответы студента 2), что говорит о недобросовестности выполнения работы одним из студентов.

Указанные выше способы анализа данных о тестировании в совокупности с информацией о нарушениях от системы прокторинга могут дать максимально полную и практически безошибочную информацию о достоверности сеанса тестирования.

- [1] Семенов Д.А. // Инженерные кадры – будущее инновационной экономики России: материалы VIII Всероссийской студенческой конференции; Йошкар-Ола, 8-11 ноября 2022 года. – Йошкар-Ола: Поволжский государственный технологический университет, 2022. С. 465.
- [2] Прокторинг в онлайн-экзаменах: как это работает? [Электронный ресурс] – Режим доступа: <https://habr.com/ru/companies/stepic/articles/329420/>

- [3] Гмурман В. Е. Теория вероятностей и математическая статистика: Учебное пособие для вузов. — 10-е издание, стереотипное. — Москва: Высшая школа, 2004. — 479 с.

АЛГОРИТМ ГЕНЕРАЦИИ РЕЧЕПОДОБНОЙ ПОМЕХИ С ИДЕНТИФИКАЦИЕЙ ГОЛОСА ДИКТОРА ДЛЯ ЗАЩИТЫ КОНФИДЕНЦИАЛЬНЫХ ПЕРЕГОВОРОВ

Р.А. Васильев

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Общие положения

Защита акустической информации, циркулирующей в защищаемом помещении, входит в один из базисов мероприятий по информационной безопасности предприятия (организации, фирмы). Данные мероприятия реализуются с применением пассивных и активных методов защиты [1].

Пассивные методы защиты строятся на основе снижения вероятности получения информации или ее расшифровки из акустических источников с использованием различного вида звукопоглощающих материалов.

Активные методы защиты акустической информации - это методы, которые включают использование специального оборудования или программного аппаратных комплексов, для предотвращения утечки акустической информации. Активные методы основаны на создании дополнительных помех, которые скрывают сигнал, несущий речевую информацию, в каналах, где может быть утечка. В качестве маскирующих сигналов широко используется «белый» или «розовый» шум в диапазоне частот от 100 до 10000 Гц [2].

В последнее время начали применять комбинированные сигналы, включающие так называемые речеподобные сигналы [3-6].

Устройства активной защиты речевой информации, как правило, состоят из генератора маскирующих сигналов и набора преобразователей электрических сигналов в акустические или преобразователей электрических сигналов в механические перемещения.

Проведенные исследования показали, что наиболее эффективным является речеподобная помеха, формируемая из речевых сигналов. В статье предложен алгоритм формирования речеподобной помехи, представляющей собой случайную последовательность звуков речи с возможностью идентификации голоса диктора с применением метода обеляющего фильтра [7]. Формирование речеподобной помехи реализовано с использованием программного средства разработки MatLab в разработанной автором «Программе идентификации дикторов по голосу» (ИС ИДГ) [8], модернизированной для решения задачи генерации речеподобной помехи диктора. Эффективность предлагаемой речеподобной помехи оценена экспериментально.

Теоретический анализ

На данный момент времени специалистами предлагается три типа формирования речеподобной помехи (РЧП) [9].

В [10] основным показателем эффективности защиты речевого сигнала выбрана словесная разборчивость речи W_c .

Словесная разборчивость W_c показывает насколько понятна для оператора технических систем перехвата информации, очищенный речевой сигнал от систем защиты акустической информации.

Спектр речи разбивают на N октавных полос. Чаще всего используют среднегеометрические частоты в диапазоне от 125 Гц до 80000 Гц.

Исследования показывают, что при « W_c » менее:

- «50% – 70%» – невозможно полностью восстановить информационную составляющую разговора;
- «20 % – 40 %» – невозможно установить тему разговора;
- «20 %» – факт ведения разговор становится под вопросом.

Главная идея предложенного в статье алгоритма формирования РЧП с возможностью идентификации голоса диктора заключается не только в снижении коэффициента словесной разборчивости W_c , используемого для расчёта выполнения норм по противодействию речевой разведке при проведении конфиденциальных переговоров, но и значительное затруднение проведения цифровой шумоочистки перехваченного речевого сигнала, так как для генерации помехового сигнала используется не «белый шум», а РЧП с фонемами говорящего на совещании диктора.

Экспериментальные исследования

Для экспериментальных исследований была ИС ИДГ [11-13], модернизированная к задачам генерации РЧП диктора, посредством доработки модуля идентификации диктора по голосу. На рисунке изображен реализованный в ИС ИДГ алгоритм генерации речеподобных помех с идентификацией диктора по голосу.

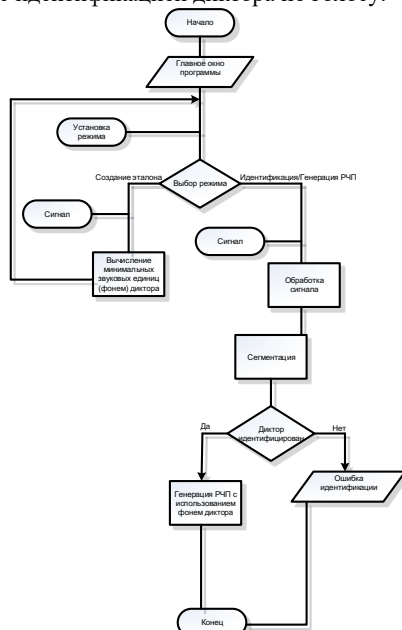


Рис.

В ходе эксперимента создана база фонем 10-ти дикторов. Произведено измерение акустического сигнала и расчёт коэффициента речевой разборчивости W_c по методике, описанной в [14], для трех случаев:

- 1) без применения средства акустической защиты (САЗ);
- 2) с применением САЗ, генерирующего помеху «белый шум»;
- 3) с применением генерации РЧП в дополнении к САЗ, генерирующему помеху «белый шум».

Эксперимент показал, что добавление РЧП снизило разборчивость с 28,3% до 7%.

Кроме этого была произведена шумочистка для сигналов, записанных в случаях 2 и 3. Для случая 2 удалось разобрать защищаемую речь. Для случая 3 – не удалось.

- [1] Хорев А. А. Способы защиты выделенных помещений от утечки речевой (акустической) информации по техническим каналам: системы виброакустической защиты // Специальная техника. – М.: 2013, № 4, с. 31.
- [2] Хорев А. А. Системы виброакустической маскировки // Специальная техника. 2003. № 6. С. 28.
- [3] Дворянкин С.В., Уленгов С.В., Устинов Р.А., Дворянкин Н.С., Антипенко А.О. Системное моделирование речеподобных сигналов и его применение в сфере безопасности, связи и управления // Безопасность информационных технологий. 2019. Т. 26, № 4. С. 101.
- [4] Авдеев В.Б., Трушин В.А., Кунгуров М.А. Унифицированная речеподобная помеха для средств активной защиты речевой информации // Тр. СПИИРАН. 2020. Выпуск 19. Т. 5. С. 991.
- [5] Хорев А.А., Царев Н.В. Способ и алгоритм формирования речеподобной помехи // Вестник ВГУ, серия: Системный анализ и информационные технологии. 2017. № 1. С. 57.
- [6] Воробьев В.И., Давыдов А.Г. Синтез речеподобных сигналов // Акустический журнал, 2002. № 5. Т. 48. С. 701.
- [7] Савченко В. В. Информационная теория восприятия речи. // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 2007. Вып. 6. С. 3.
- [8] Васильев Р. А. Свид. о гос. регистрации программы для ЭВМ №2015663306 Программа идентификации дикторов по голосу / Васильев Р.А. Зарег. 15.12.2015г. – М.: Роспатент, 2015.
- [9] Хорев А.А. Безопасность информационных технологий [Электронный ресурс]. 2008. Режим доступа: http://www.security.ukrnet.net/d-book-2/ch_10.pdf. Дата доступа: 28.04.2023.
- [10] Покровский Н. Б. Расчет и измерение разборчивости речи. – М.: Гос. изд-во лит. по вопросам связи и радио, 1962, 391 с.
- [11] Васильев Р.А., Ротков Л.Ю. Адаптация метода биометрической идентификации по голосу к тихому произнесению парольных фраз для противодействия утечки речевой информации по акустическим каналам // Труды 25 Научной конференции по радиофизике – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2021. С. 517.

- [12] Васильев Р.А. Исследование фонетического строя речи и идентификация дикторов по голосу // Безопасность информационных технологий. 2013. Т. 20. № 1. С. 85-86.
- [13] Васильев Р.А. Исследование особенностей фонетического строя речи и текстонезависимая идентификация дикторов по непрерывной речи // Информационная безопасность регионов. 2012. № 2 (11). С. 57-63.
- [14] Васильев Р.А., Ротков Л.Ю. Оценка защищенности речевой информации от утечки по акустическим и виброакустическим каналам с помощью программно-аппаратного комплекса «Шёпот» // Учебно-методическое пособие, ННГУ, 2020. 57 С.

АКТИВНО-ПАССИВНЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ КООРДИНАТ ЦЕЛЕЙ В РЛС, СОПРЯЖЕННОЙ С ПАССИВНЫМ КАНАЛОМ РАДИОКОНТРОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЙ СИСТЕМ РАДИОЛОКАЦИОННОГО ОПОЗНАВАНИЯ

И.Н. Карельский, Л.Ю. Ротков, Р.А. Верхов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Одним из путей повышения эффективности современных активных РЛС, как основного источника получения информации о воздушных целях (ВЦ), является их интеграция со средствами пассивной локации и создание активно-пассивных комплексов (АПК), функционирующих как единая информационная система [1].

В качестве *объекта исследования* далее рассматривается АПК, включающий РЛС и размещаемое на одной позиции с ней пассивное средство радиотехнического контроля (СРТК) излучений систем радиолокационного опознавания (СРЛО) (рис 1).

Целью исследования является разработка *активно-пассивного угломерно-суммарно-дальномерного метода* (АПИМ) определения плоскостных координат ВЦ, оборудованных бортовыми ответчиками (БО) СРЛО, в интересах повышения информативности, информационной безопасности и экономии энергетического ресурса РЛС.

Наблюдаемая в АПК СРЛО состоит из радиолокационного запросчика (РЛЗ), как самостоятельного стационарного объекта или узла (блока), размещаемого на каком-либо подвижном носителе (самолете, корабле и др.), и БО, устанавливаемого на дружественной для РЛЗ воздушной цели – ВЦ(БО). Примером такой системы является СРЛО ВВС США и НАТО MkXII, которая опознает ВЦ в режиме «запрос-ответ» с помощью периодических кодированных запросных и ответных импульсных радиосигналов (ЗС и ОС) [2].

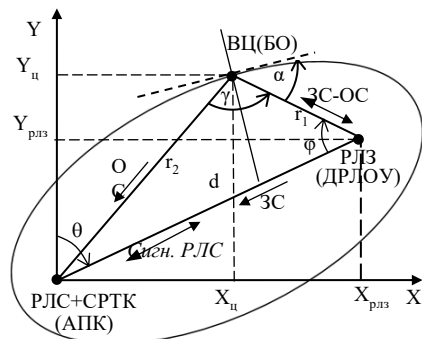


Рис. 1

Обычно РЛЗ сопрягается с обзорной РЛС и синхронно с ней совершает круговой или секторный периодический обзор пространства, излучая ЗС на несущей частоте f_3 через остронаправленную в горизонтальной плоскости антенну. При совпадении диаграммы направленности антенны (ДНА) РЛЗ с направлением на ВЦ(БО) ЗС поступает в БО и спустя малое детерминированное время срабатывания ($t_{\phi 0}$) БО излучает на частоте f_0 ОС, по которому в РЛЗ происходит процедура опознавания.

Параметры излучаемых СРЛО MkXII ЗС и ОС достаточно известны [2] для того, чтобы организовать их прием двухканальным по частоте (f_3, f_0) радиоприемником СРТК. Расчеты показывают, что при чувствительности приемника не хуже -110 дБ/Вт дальность приема ЗС и ОС относительно РЛЗ и ВЦ(БО) будет ограничиваться только дальностью прямой видимости (ДПВ). Наибольшая дальность приема ЗС будет при размещении РЛЗ на воздушном носителе, например, на самолете дальнего радиолока-

ционного обнаружения и управления (ДРЛОУ) Boeing E-3 AWACS. При патрулировании AWACS на высоте 6...9 км указанная дальность может достигать 400 км. С другой стороны, дальность радиолокационного обнаружения самолета типа Boeing-707 (E-3) с эффективной поверхностью рассеяния 40...60 м² зависит от типа РЛС в АПК и также может достигать ДПВ [3], что свидетельствует о наличии общей для СРТК и РЛС зоны обнаружения носителей аппаратуры СРЛО.

В [4] рассмотрен пример реализации чисто пассивного угломерно-суммарно-дальномерного метода применительно к удаленному стационарному пункту контроля систем вторичной радиолокации с априорно известными координатами опорного РЛЗ. Однако в условиях конфликта доступность координат РЛЗ противника не очевидна.

Сущность метода. В АПМ в качестве опорного РЛЗ предлагается использовать стационарный или движущийся радиолокационно видимый РЛЗ, координаты которого контролируются с помощью РЛС. С этой целью СРТК первоначально пеленгует РЛЗ по принимаемому ЗС, например, используя моноимпульсную антенну, подобную антенне РЛС «Крона» [5]. Затем по пеленгу, полученному от СРТК, РЛС обнаруживает и определяет координаты РЛЗ в полярной (азимут θ , дальность d) и декартовой ($X_{\text{рлз}} = d \sin \theta, Y_{\text{рлз}} = d \cos \theta$) системах. Далее прием ЗС от обнаруженного РЛЗ происходит через изотропную антенну СРТК, в те моменты, когда ДНА РЛЗ находится на линии РЛЗ-СРТК.

Координаты ВЦ(БО) ($X_{\text{ц}}, Y_{\text{ц}}$) определяются в СРТК как точка пересечения двух линий положения (ЛП) постоянного значения измеряемых параметров.

Первая ЛП – линия *постоянного угла* φ (прямая «РЛЗ-БО»), определяемого по формуле: $\varphi = 2\pi T_{\text{зо}}/T_{\text{вращ}}$, где: $T_{\text{зо}}$ – интервал времени, измеренный между моментом прихода ЗС (ДНА РЛЗ на линии «РЛЗ-СРТК»), и моментом прихода ОС (ДНА РЛЗ на линии «РЛЗ-БО»); $T_{\text{вращ}}$ – предварительно измеренный в СРТК период вращения антенны РЛЗ по двум эпизодам прихода в СРТК ЗС.

Вторая ЛП – линия *постоянной суммы расстояний* $R_{\Sigma} = r_1 + r_2$ (r_1 – «РЛЗ-БО» и r_2 – «БО-СРТК»), являющаяся эллипсом с фокусами в точках РЛЗ и СРТК. Величина R_{Σ} определяется по времени запаздывания очередного поступившего в СРТК импульса ОС (t_0) относительно времени очередного импульса ЗС (t_3) с учетом времени $t_{\text{фо}}$: $R_{\Sigma} = c(t_0 - t_3 - t_{\text{фо}})$. Поскольку в момент t_0 ДНА РЛЗ направлена на БО и текущий запросный импульс на входе приемника СРТК отсутствует, то момент его отсчета прогнозируется по предварительно измеренному в СРТК периоду запроса.

Измеренные величины φ, R_{Σ}, d позволяют рассчитать расстояние «РЛЗ-БО» [3]:

$$r_1 = \frac{R_{\Sigma}^2 + 2R_{\Sigma}d}{2R_{\Sigma} + 2d \cos \varphi}. \quad (1)$$

Тогда выражения для вычисления координат цели будут иметь вид:

$$X_{\text{ц}} = X_{\text{рлз}} r_1 \sin(180 - \theta \pm \varphi); Y_{\text{ц}} = Y_{\text{рлз}} r_1 \cos(180 - \theta \pm \varphi) \quad (2)$$

В выражениях (2) знак (-) перед φ ставится, если вращение антенны ДНА РЛЗ происходит против хода часовой стрелки; знак (+), если вращение по ходу часовой стрелки.

Оценка точности метода. Для оценки точности определения координат ВЦ(БО) предварительно определяются среднеквадратические ошибки (СКВО) определения

двух ЛП [6] в которых должны быть учтены ошибки определения координат РЛЗ в РЛС (σ_θ, σ_d).

СКВО прямой: $\sigma_y = \sigma_\varphi r_1$, где σ_φ – СКВО измерения угла φ , зависящая от ширины ДНА РЛЗ ($2\varphi_{0,5}$). Для моноимпульсной ДНА: $\sigma_\varphi = (0,02 \div 0,03)2\varphi_{0,5}$ [7]. С учетом ошибки измерения в РЛС базы d (σ_d) можно записать $\sigma_y = ((\sigma_\varphi r_1)^2 + (\sigma_d)^2)^{1/2}$.

СКВО эллипса: ($\sigma_y = \sigma_{R_x} / 2 \cos(\gamma/2)$), где: σ_{R_x} – СКВО измерения R_x , γ – угол, под которым видна суммарно-дальномерная база d из точки ВЦ(БО). Угол γ при известных параметрах треугольника АПК-ВЦ(БО)-РЛЗ определяется по формуле $\gamma = \arcsin(ds \sin \varphi / R_x - r_1)$. Величину σ_{R_x} с учетом ошибки измерения пеленга РЛЗ в РЛС (σ_θ) можно определить по формуле $\sigma_{R_x} = (\sigma_z^2 + \sigma_o^2 + (\sigma_\theta d)^2)^{1/2}$, где σ_z и σ_o СКВО ошибок измерения расстояния по временному положению импульсов ЗС и ОС. Они определяются их длительностями (τ_z, τ_o) и величиной отношения сигнал/шум q [7]: $\sigma_o = c\tau_o / \sqrt{(\pi q)}$; $\sigma_z = c\tau_z / \sqrt{(\pi q)}$.

Тогда СКВО координат цели $\sigma_{ц}$ при независимых измерениях ЛП можно найти, как ошибку определения точки пересечения двух ЛП [6]:

$$\sigma_{ц} = (\sigma_z^2 + \sigma_y^2)^{1/2} / \sin \alpha, \quad (3)$$

где $\alpha = (\pi - \gamma) / 2$ – угол под которым пересекаются линии положения.

Знание ошибок $\sigma_{ц}$ в различных точках окружающего АПК пространства позволяет выбрать рабочую зону реализации АПМ, где эти ошибки не превышают максимального значения ($\sigma_{ц} \leq \sigma_{ц \max}$), задаваемого потребителем информации АПК.

На рис. 2 отображено поле ошибок (СКВО) АПМ в виде окружностей радиуса $r = \sigma_{ц}$ на участке пространства (400×400 км). Для наглядности размер окружностей укрупнен в масштабе (4:1).

В качестве исходных данных для расчета ошибок использованы: $\tau_z = 0,8$ мкс; $\tau_o = 0,45$ мкс; $q = 20$ дБ; $t_{\varphi 0} = 3$ мкс; $2\varphi_{0,5} = 1^\circ$; $\sigma_\theta = 25'$; $\sigma_d = 100$ м.

На рис. 3 показана зависимость величины ошибки от расстояния АПК-РЛЗ (величины базы) при различном удалении РЛЗ-ВЦ(БО).

Выводы:

1. Ошибки определения координат ВЦ(БО) предложенным АПМ в пределах совместной рабочей зоны обзорной РЛС и СРТК соизмеримы или незначительно превышают ошибки активного метода локации, поэтому полученные в АПК координаты целей могут использоваться в качестве основного или дополнительного целеуказания различным потребителям информации, например, огневые средствами ПВО.

2. Метод позволяет снизить до минимума время работы РЛС на излучение и сопровождать ВЦ(БО) в режиме повышенной временной скрытности, что затруднит ведение радиотехнической разведки РЛС бортовыми средствами этих целей и улучшит её живучесть в условиях применения самонаводящегося на излучение оружия.

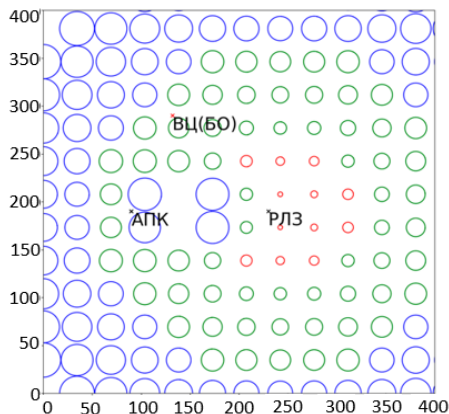


Рис. 2

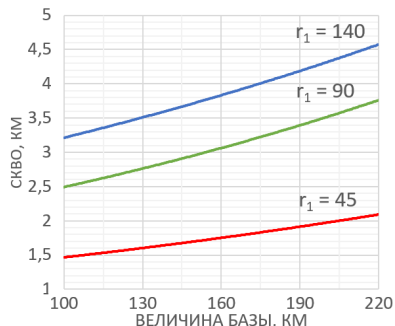


Рис. 3

3. Прием и декодирование некриптографических импульсных последовательностей ОС, передаваемых на РЛЗ в дискретно-адресном режиме работы МкХП (режиме S), позволяет извлекать в СРТР точные координаты ВЦ(БО), измеренные бортовой навигационной системой. и. В других режимах работы МкХП (режимы 1, 2, 3) дополнительно может извлекаться важная информация о высоте и скорости полета, государственной принадлежности ВЦ(БО), бортовом номере и др.

4. Важным достоинством АПМ является возможность определения плоскостных координат ВЦ (БО) при работе СРЛО в криптографических режимах (4 и 5), так как для реализации метода знание ключа и структуры кодовых посылок сигналов СРЛО не требуется.

- [1] Вопросы перспективной радиолокации. Коллективная монография / Под ред. Л.В. Соколова. – М.: Радиотехника, 2003, 512 с.
- [2] Военное агентство стандартизации (MAS)1110. MAS/349-EL/4193 (Часть 1). – Брюссель, 1990, 93 с.
- [3] «Ниобий-СВ» <https://bigenc.ru/c/niobii-sv>.
- [4] Цикин И.А., Поклонская Е.С. Обработка сигналов системы вторичной радиолокации на удаленном пункте контроля // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Информатика. Телекоммуникации. Управление. 2017. Т. 10, № 2. С. 58.
- [5] Вторичный радиолокатор «Крона»: курс лекций / В.И. Коломиец, Н.П. Филимонов. – Красноярск.: Сибирский федеральный университет, 2007. 98 с.
- [6] Дворников С.В., Саяпин В.Н., Симонов А.Н. Теоретические основы координатометрии источников радиоизлучений. Учебное пособие. – СПб.: ВАС, 2007, 80 с.
- [7] Белоцерковский Г.Б. Основы радиолокации и радиолокационные устройства. – М.: «Сов. радио», 1975, 336 с.

Секция «Информационные системы.
Средства, технологии, безопасность»

Заседание секции проводилось 16 мая 2023 г.
Председатель – Л.Ю. Ротков, секретарь – А.А. Рябов.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXVII научной конференции по радиофизике

**СЕКЦИЯ
«ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ И ПРАКТИЧЕСКОЕ ПРИМЕНЕНИЕ
ТЕХНОЛОГИЙ БЕСПРОВОДНОЙ СВЯЗИ
И ИНФОРМАЦИОННО-ТЕЛЕКОММУНИКАЦИОННЫХ
ТЕХНОЛОГИЙ»**

Председатель – А.Л. Умнов, секретарь – С.Б. Сулова.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

РАЗРАБОТКА АРХИТЕКТУРЫ УСТРОЙСТВА ДЛЯ ПРИЕМА И ОБРАБОТКИ ДАННЫХ С УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ДАТЧИКОВ В МЕДИЦИНСКОЙ СФЕРЕ ДЕЯТЕЛЬНОСТИ

Д.С. Потехин, П.В. Комаров

РТУ МИРЭА

Введение

В данной работе приводится описание архитектуры устройства, которое в будущем будет использоваться в медицине для обнаружения болезней на ранней стадии. Принцип работы устройства основан на измерении толщин стенок сосудов и вен ультразвуковым методом. На основании измерения определяется состояние сердечно-сосудистой системы человека. Ультразвуковые датчики располагаются на теле человека в виде фазированной решетки, позволяющей увеличить точность и площадь поверхности измерения.

Описание архитектуры устройства

Основой разрабатываемой архитектуры является программируемая логическая интегральная схема (сокращенно ПЛИС) серии Zynq 7000. Отладочная плата с ПЛИС имеет в своей периферии разъем FSMC, через который подключен модуль, состоящий из одного двухканального ЦАП DAC 3283 и двух одноканальных АЦП LTC 2204. Данный модуль позволит подключить 2 ультразвуковых датчика (УЗД) к ПЛИС. В будущем планируется увеличить число УЗД в несколько раз и установить усилители сигнала на вход и выход датчиков. Таким образом, удастся реализовать ультразвуковую фазированную решетку [1], которая обеспечит динамическое фокусирование в нескольких точках одновременно. Структура системы представлена на рис. 1.

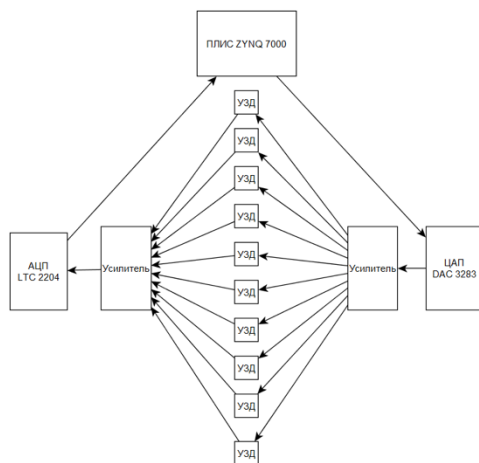


Рис. 1. Структура системы для проведения ультразвуковых измерений

Также необходимо понимать, что блок под названием УЗД, расположенный на рис. 1, состоит из двух ультразвуковых датчиков и среды между ними. Состав одного УЗД представлен на рис. 2. Внешний вид одного блока УЗД из макета представлен на рис. 3.

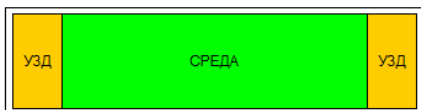


Рис. 2. Состав блока УЗД

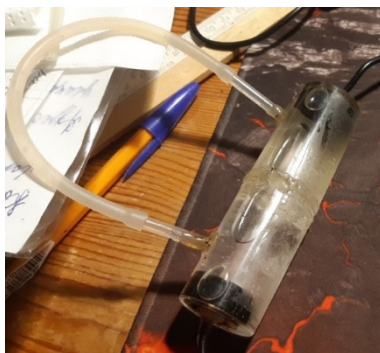


Рис. 3. Внешний вид одного УЗД блока из макета

Для демонстрации работоспособности ультразвукового измерения [2] было принято решение поместить между датчиками воду в качестве экспериментальной среды. В результате эксперимента удалось снять показания с ультразвуковых датчиков в момент динамического воздействия на среду (воду). Показания представлены в виде сигнала на рис. 4.

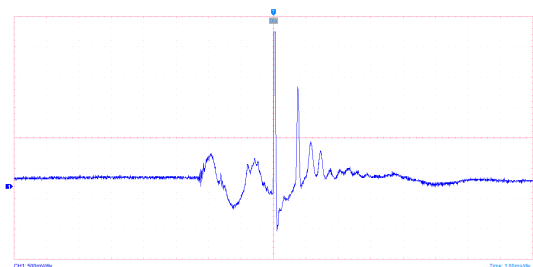


Рис. 4. Сигнал с ультразвукового датчика в момент динамического воздействия на среду (воду), расположенную между датчиками

Таким образом, данная технология позволит с использованием фазированной решетки и параллельных вычислений выполнять полный анализ состояния и работы сердечно-сосудистой системы человека неинвазивным способом. Также планируется сделать предлагаемое устройство портативным и легким, что позволит человеку носить его на себе долгое время без ощущения дискомфорта. При этом диагностика организма будет непрерывной. Концепция крепления устройства на теле человека представлено на рис. 5.

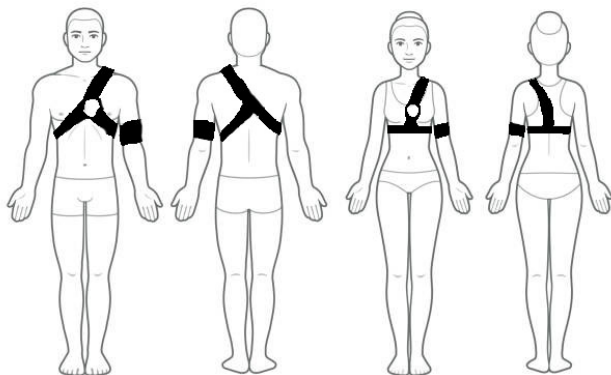


Рис. 5. Концепция крепления устройства на теле человека

Плата будет располагаться в удобном воздухопроницаемом чехле с частью ультразвуковых датчиков, расположенных в области сердца человека, остальная часть датчиков устанавливается в виде манжеты на плече левой руки человека. Таким образом, система, считывая данные со всех датчиков, сообщит результат исследования на телефон или смарт-часы, что позволит человеку контролировать работу своего организма. Алгоритм работы системы работает по принципу соотношения измеренных данных с перечнем данных, соответствующих нормальному состоянию человека и в случае несоответствия анализирует и выдает результат на наличие заболевания на ранней стадии, после чего необходимо проконсультироваться с врачом для лечения болезни.

Выводы

В данной статье была рассмотрена архитектура разрабатываемого устройства по анализу сердечно-сосудистой системы человека для внедрения в медицинскую сферу. Для данного устройства разработан макет и проводится дальнейшая разработка проекта. На текущий момент времени данное направление является актуальным.

[1] <https://ets-ndt.ru/olympus/azbuka/metod-fr.html>

[2] <https://textarchive.ru/c-2274764.html>

НОРМАЛИЗАЦИЯ СТЕРЕОИЗОБРАЖЕНИЙ И ПОСТРОЕНИЕ КАРТЫ ГЛУБИНЫ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ ВЫЧИСЛЕНИЙ

А.К. Линьков, Д.С. Потехин

РТУ МИРЭА

Введение

При обработке стереоизображений и построении карты глубины основной задачей является поиск и сопоставление схожих фрагментов изображений на паре смежных кадров. Определив относительное смещение наблюдаемого объекта между правым и левым снимком (при известных геометрических параметрах стереопары), можно вычислить расстояние между стереокамерой и объектом [1].

Предварительная обработка (нормализация)

Как правило, для стереосъемки используются две одинаковых цифровых камеры, закрепленные на жестком основании, на некотором расстоянии друг от друга. Существенной проблемой является то, что даже одинаковые камеры из одной производственной партии могут иметь незначительно различающиеся характеристики сенсоров. В итоге это приводит к неодинаковой яркости и контрастности кадров, получаемых с камер. Эта проблема существенно затрудняет прямой поиск одинаковых фрагментов и объектов на смежных кадрах [2].

Для решения этой проблемы имеет смысл провести обработку кадров и выделить на них значимые элементы – контуры объектов, перепады яркости и т.д. Авторы предлагают использовать для предобработки метод нормализации [3, 4]. Данный метод основан на применении свертки исходного изображения с фильтрующим ядром.

В качестве примера ядра предлагается использовать квадратную матрицу размером 20x20 пикселей. Матрица сформирована так, чтобы сумма её элементов равнялась нулю. Все элементы, кроме четырех центральных, равны -1 , а центральные имеют значение 99. Таким образом, нормализация приводит суммарное значение яркости к нулю.

Так, для обработки изображения необходимо вначале преобразовать его в оттенки серого – получим двумерную матрицу, каждый элемент которой (пиксель) имеет значение яркости в диапазоне от 0 до 255. Затем необходимо провести свертку полученной матрицы яркости I и ядра фильтра F :

$$W(x, y) = \sum_{j=0}^H \sum_{i=0}^W I(x + i, y + j) \cdot F(i, j) \quad (1)$$

где H, W – высота и ширина фильтра; $I(x, y)$ – значение яркости пикселя исходного изображения; $F(x, y)$ – значение яркости фильтра.

Далее, для наглядного визуального представления, можно привести полученную матрицу W к диапазону значений от -765 до $+765$, и применить цветовую карту, показанную на рис. 1. Полученное изображение будет в каждой точке иметь цвет, зависящий от перепада яркости по сравнению с окружающими участками – если участок имеет меньшую яркость, чем его окрестность, он будет отображен голубым или синим цветом, а если большую – то красным или желтым.

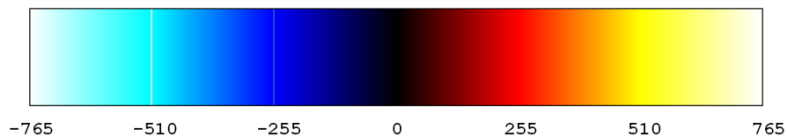


Рис. 1

Продemonстрируем работу алгоритма нормализации на паре стереокадров [5], один из которых был намеренно затемнен (рис. 2). После обработки получим результат, представленный на рис. 3. Видно, что изменения яркости не повлияли на конечный результат, что позволяет использовать полученные данные о локальных особенностях для поиска сходных фрагментов.



Рис. 2

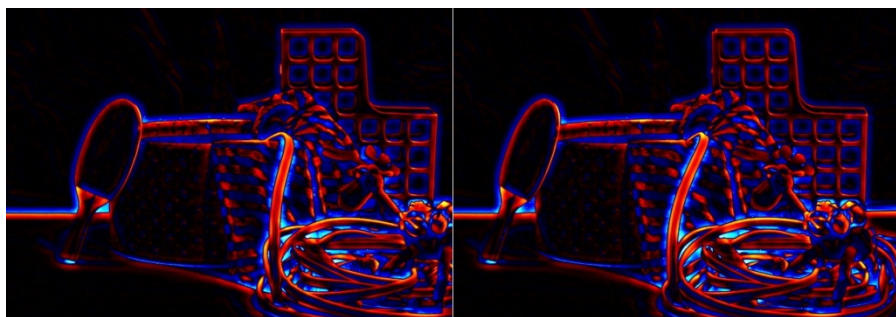


Рис. 3

Построение карты глубины

Алгоритм построения карты глубины основан на поиске схожих фрагментов между правым и левым кадром. Для этого необходимо сравнить между собой все возможные сочетания фрагментов по всей площади изображения, либо по заданной области поиска. В качестве критерия сходства выступает т.н. функция ошибки.

Рассмотрим и сравним три основных варианта функций ошибки: сумма абсолютных отклонений SAD (рис. 4); сумма квадратов отклонений SSD (рис. 5); нормированная кросс-корреляция NCC (рис. 6). Результаты имеют следующие цветовые обозначения: более яркий цвет соответствует близкому расположению объекта, более темный – далекому расположению.

В данном сравнении во всех трёх вариантах использовались одинаковые значения области поиска, размера искомого фрагмента и иных параметров. Можно сделать вывод о том, что метод «суммы абсолютных отклонений» показал наилучшие результаты и наименьшее количество шума. Этот факт, вкупе с простой реализацией функции ошибки, позволяет широко использовать такой метод.

Использование графического процессора

Как было отмечено выше, алгоритмы поиска схожих фрагментов на смежных кадрах основаны на последовательном переборе сочетаний всех возможных фрагментов в пределах области поиска. Следовательно, крайне неэффективно выполнять данный алгоритм в однопоточном режиме, проверяя лишь по одному сочетанию за цикл. Предлагается использование параллелизации вычислений с использованием графического процессора (GPU). Известно, что по сравнению с процессорами общего назначения (CPU) GPU имеют значительно большее число ядер (как правило, сотни или тысячи) и позволяют разделять задачу на множество параллельных подзадач.

В данном эксперименте, исходя из имеющегося в наличии оборудования, авторы приняли решение использовать графический ускоритель NVIDIA начального уровня и пакет разработки для системы CUDA. Подсистема управления видеопамятью позволяет оптимальным образом распределить входные данные с учётом производительности микроядер, но при необходимости можно провести распределение вручную.

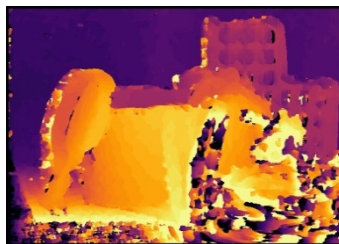


Рис. 4



Рис. 5



Рис. 6

Итак, в качестве исходных данных будем использовать те же изображения (рис. 2), предварительно проведя их нормализацию. Проведем построение карты глубины с использованием трёх перечисленных ранее алгоритмов и определим затраченное на обработку время. Сравним результаты для однопоточного режима без оптимизации на CPU и многопоточного режима на GPU. Усреднённые результаты эксперимента (пяти итераций) приводятся в таблице.

Табл.

Функция	Время на CPU, с	Время на GPU, с	Отношение t_{CPU}/t_{GPU}
1. SAD	970	0,25	3880
2. SSD	980	0,05	19600
3. NCC	2500	0,002	1250000

По результатам эксперимента можно сделать выводы:

- использование параллельных вычислений даёт прирост скорости на несколько порядков;
- алгоритм с расчётом более сложной функции кросс-корреляции даёт наибольшую разницу в производительности.

Выводы

Результаты проведенных исследований демонстрируют широкие возможности для применения GPU при обработке стереоизображений. Рассмотренные алгоритмы обладают достаточно высоким быстродействием для того, чтобы использовать их при обработке видеопотока в реальном времени.

- [1] Kang S.B. et al. An active multibaseline stereo system with real-time image acquisition. Carnegie-Mellon Univ Pittsburgh PA School of Computer Science, 1994.
- [2] Форсайт Д., Понс Дж. Компьютерное зрение. Современный подход. – М.: Вильямс. 2004, 928 с.
- [3] Линьков А.К., Потехин Д.С. // Высокопроизводительные вычислительные системы и технологии. 2022. Т. 6, № 2. С. 29.
- [4] Одинцов А.А., Потехин Д.С. // Труды XXI научной конференции по радиофизике. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2017. С. 498.
- [5] Bao W. et al. // Science China Information Sciences. 2020. Vol. 63. P. 1.

ЛАБОРАТОРНЫЕ РАБОТЫ ПО КОЛЕБАТЕЛЬНЫМ И ВОЛНОВЫМ ПРОЦЕССАМ ДЛЯ ПРОЕКТА «САЕНС-БОКС»

А.Г. Завьялов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Данная работа представляет собой описание комплекта лабораторных работ по колебательным и волновым процессам для проекта «Саенс-Бокс». Толчком для их создания послужил тот факт, что в последнее время идёт активное развитие информационных технологий, расширяется база знаний, открываются новые технологические возможности в естественнонаучных областях. Предлагаемые работы помогут в усвоении знаний школьникам, так как они делают процесс обучения более интересным, закрепляя теоретические знания на практике. Все измерения автоматизируются микроконтроллером Arduino, с помощью которого учащиеся получают первый опыт в проектировании автоматических и информационных систем. В настоящее время разработаны три лабораторные работы, которые включают в себя колебательные и волновые процессы: исследование закона Малюса, исследование пружинного маятника, исследование мод поперечных колебаний пружинки. Эти работы располагаются в модулях, которые могут быть как портативными, так и стационарными. В данном случае их планируется размещать в большом стенде, в котором эти модули можно снимать или представлять в зависимости от требуемой задачи.

Теоретическое описание лабораторных работ

Первой лабораторной работой, которая войдёт в проект «Саенс-Бокс» является «Изучение пружинного маятника». В её теоретической части будет предложено вывести основное уравнение гармонического осциллятора из второго закона Ньютона, решить это уравнение с помощью простого подхода к теории решения дифференциальных уравнений и рассчитать основные параметры маятника: добротность, коэффициент затухания, резонансную частоту. В качестве изучаемой литературы будут указаны популярные и проверенные временем источники по волнам и колебаниям [1, 2].

Установка для изучения колебаний включает в себя: блок управления, заключённую в пластиковый корпус медную катушку, держатель пружинки и пружинку с ёмкостью для грузиков в виде шайб (рис. 1). Также прилагается принципиальная электрическая схема (см. рис. 2).

Источником возбуждающей силы является магнитное поле, генерируемое медной катушкой, которая работает в импульсном режиме. Так как частота возбуждающей силы намного больше частоты собственных колебаний маятника, то форму импульса магнитной силы можно выразить через дельта-функцию. Поскольку при резком уменьшении напряжения на катушке возникает ЭДС с обратным знаком на контактах, то для нейтрализации этого эффекта необходимо параллельно катушке поставить в цепь мощный высоковольтный диод обратной полярности к источнику тока.

В процессе колебаний грузик может отходить в поперечном направлении, из-за чего могут возникнуть погрешности измерения продольных координат. Решением стало создание трубки из ПВХ пленки под диаметр каретки для контроля вертикальной

траектории колебаний. Измерять положение каретки будет модуль лазерного дальномера, подключенный к МК Arduino UNO, который выводит на экран расстояние в миллиметрах. На конце держателя пружинки можно регулировать её длину и положение.

Для проверки экспериментальной установки был проведен опыт по нахождению резонансной частоты пружинного маятника. С помощью среды разработки Arduino IDE менялся период включения магнита, а через вкладку «Плоттер по последовательному соединению» можно было наблюдать изменение координаты каретки. Вычисляя максимальное отклонение каретки, можно, пересчитав период колебаний в частоту, найти такой период включения магнита, при котором данное отклонение максимально. График изменения отклонения каретки от частоты включения магнита изображён на рисунке 3.

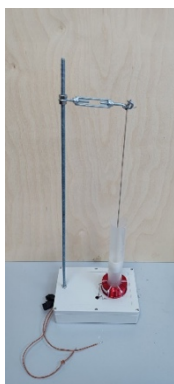


Рис. 1

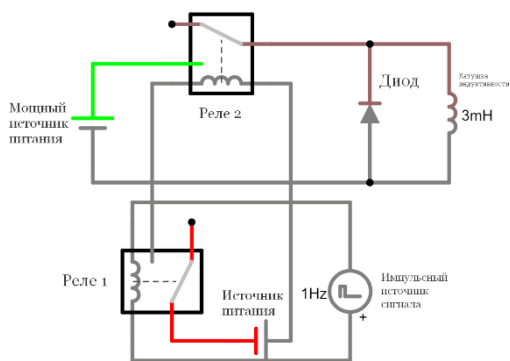


Рис. 2

Вторая лабораторная установка позволяет изучить закон Малюса, поляризацию как характеристику волны, лазерную интерференцию. Установка представляет собой комбинацию сервопривода с лазером и поляризатором на одной стороне и датчиком света с другим поляризатором на другой стороне (см. рис. 4).

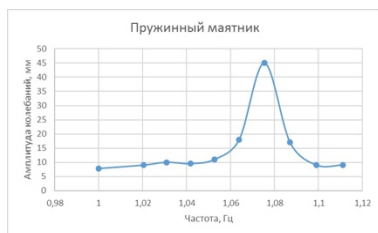


Рис. 3.

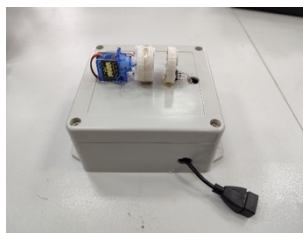


Рис. 4

Закон Малюса [2] – это закон изменения интенсивности света по формуле: $I=I_0\cos^2(\varphi)$, где I_0 – интенсивность падающего на поляризатор света, φ – угол между

поляризаторами. График поляризации теоретически выглядит так, как показано на рис. 5. Результаты измерений, выполненных с помощью микроконтроллера Arduino UNO, немного отличаются от теории (см. рис. 6). Это объясняется погрешностью центровки лазера и приёмника излучения, а также механическими отклонениями сервопривода в вертикальной плоскости, вызывающими смещение пучка от предполагаемой оси его распространения. Несмотря на указанные недостатки, эксперимент своей сути не потерял: при параллельных поляризаторах интенсивность высокая, а при скрещенных – низкая.

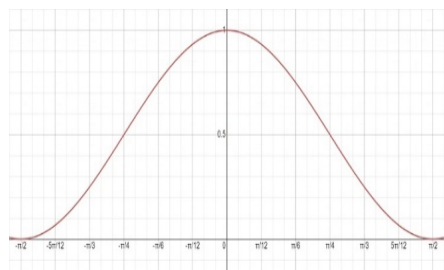


Рис. 5

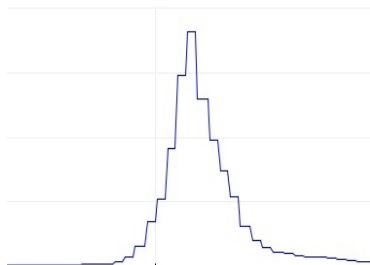


Рис. 6

Третья лабораторная установка позволяет увидеть моды поперечных колебаний пружинки с возбуждающей силой. На одной стороне пружины установлен мотор, который является источником возбуждающей силы, а на другой подшипник, который не позволяет пружинке закрутиться вокруг себя. Идея работы заключается в том, чтобы увидеть все возможные моды колебаний (см. рис. 7) и с помощью формул из теории математической физики научиться решать простые уравнения различного типа: параболического, гиперболического и эллиптического, с разными граничными и начальными условиями [3]. Дополнительным упражнением может являться рассмотрение предельных случаев: при очень малых амплитудах, при очень высокой возбуждающей силе, при очень низкой и при очень высокой частотах колебаний. Полученные школьниками уравнения помогут им понять, как именно с физической точки зрения происходят различные процессы: нагревание, колебания, резонанс, затухание и прочие явления. Чтобы визуализировать решения этих уравнений в сравнении с экспериментом, можно воспользоваться пакетом программ MATLAB.

Все перечисленные выше установки спроектированы и собраны впервые, поэтому имеют большие, но не критичные погрешности, которые в будущем будут скорректированы с учётом замечаний и предложений. Простота и легкость освоения навыков работы на установке позволят использовать данные лабораторные работы в качестве школьного факультатива.

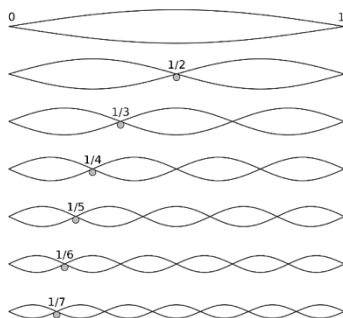


Рис. 7

Заключение

Рассмотренные лабораторные работы являются хорошим дополнением к проекту «Саенс-Бокс», который должен обеспечить полезными материалами существующие лабораторные работы по физике, расширить кругозор обучающихся и повысить качество обучения в образовательных учреждениях. Этими работами уже заинтересованы несколько школ Нижнего Новгорода, а также некоторые образовательные учреждения Сербии, что подтверждает ценность данных практических работ.

- [1] Горелик Г.С. Колебания и волны: введение в акустику, радиофизику и оптику: [учеб. пособ. для университетов] / Г. С. Горелик ; под ред. С. М. Рытова. – 2-е изд. – М.: Физматгиз, 1959.
- [2] Иродов И.Е. Волновые процессы. Основные законы / Иродов И. Е. - 8-е изд. – М.: Лаборатория знаний, 2020, 266 с.
- [3] Гаврилов В.С., Денисова Н.А. Метод разделения переменных в задачах математической физики. Часть II. / Учеб.-метод. пособ., рег. No: 261.10.06, – Н. Новгород: ННГУ им. Лобачевского, 2010, 45 с.

СЕТЕВАЯ СИСТЕМА УМНЫХ ДОМОВ ДЛЯ ЛЮДЕЙ С ТЯЖЕЛЫМИ НАРУШЕНИЯМИ ДВИГАТЕЛЬНЫХ ФУНКЦИЙ

А.Л. Умнов¹⁾, А.А. Романова²⁾, А.С. Краснова²⁾, С.В. Кривоногов²⁾

¹⁾ *ННГУ им. Н.И. Лобачевского*

²⁾ *ГБОУ ВО НГИЭУ Княгининский университет*

Введение

Одной из самых острых медицинских и социальных проблем является проблема качественного домашнего ухода за лицами, которые имеют тяжелые нарушения двигательных функций. Тяжелые нарушения двигательных функций затрудняют, а часто и делают абсолютно невозможным для больных бытовое самообслуживание, самостоятельно выполняемые процедуры медицинского и реабилитационного характера. Специальный уход за больными, как правило, осуществляется их родственниками, за счет чего из трудового процесса выбывает огромное число трудоспособных людей. Существующие платные сервисы, предлагающие услуги по уходу, немногочисленны, не доступны по цене большинству населения и довольно часто не могут обеспечить качественный уход.

По данным Национальной Ассоциации по борьбе с инсультом (НАБИ), в России ежегодно регистрируется более 450 тысяч случаев инсульта, каждый третий инсульт заканчивается летальным исходом, 31% пациентов, перенесших инсульт, нуждаются в специальном уходе, 20% не могут самостоятельно ходить, и лишь 8% могут вернуться к прежней полноценной жизни. В среднем пребывание в стационаре при инсульте составляет 14–16 суток, в отделении реанимации и интенсивной терапии 2–3 суток, после выписки больной оказывается в домашних условиях и требует длительного, часто постоянного ухода.

Целью данного проекта является создание сетевой программно-аппаратного комплекса, способного облегчить для множества больных их взаимодействие со средой дома и предоставить дополнительные инструменты, облегчающие этот процесс и повышающие его качество.

Особенности сетевой архитектуры системы умных домов

Домашняя автоматизация или умный дом – система домашних устройств, способных выполнять действия и решать определённые повседневные задачи без участия человека [1]. Впервые определение «умный дом» было сформулировано Институтом интеллектуального здания в Вашингтоне и звучало следующим образом: «Умный дом – это здание, обеспечивающее продуктивное и эффективное использование рабочего пространства». [2].

Сетевая архитектура – это конструкция, используемая для организации различных компонентов компьютерной сети. Сетевая архитектура относится к структурной и логической схеме сети. В ней описывается способ подключения сетевых устройств и правила, регулирующие передачу данных между ними. Существует множество подходов к проектированию сетевой архитектуры, которые зависят от назначения и размера сети [3].

Существуют различные модели сетевой архитектуры, такие как:

1. Топологическая.
2. Функциональная.
3. Модель на основе потока данных.
4. Комбинированная.

Программно-аппаратный комплекс имеет сетевую архитектуру, определяющуюся в совокупности компьютеров и мобильных телефонов, подключённых как кабелем, так и при помощи беспроводной сенсорной сети (рис. 1). Конечные узлы сети – специальные системы умного дома, располагающиеся в квартирах и домах пациентов. Все конечные узлы подключаются через интернет к центральному серверу системы. Дополнительно к центральному серверу системы могут подключаться компьютеры и смартфоны родственников и других лиц и организаций, осуществляющих контроль и уход за пациентом.

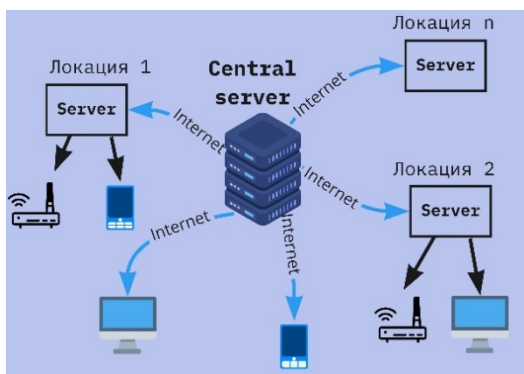


Рис. 1

Наличие центрального сервера в системе позволяет:

- обеспечить взаимодействие между пациентом, находящимся в домашних условиях, и лицами и организациями и социальными службами, ответственными за уход за ним (данная возможность позволяет на единой платформе действовать множеству организаций);
- осуществить подключение пациента к сервисам доставки продуктов и других товаров (данная возможность позволяет на единой платформе действовать множеству организаций);
- пациенту осуществлять вызов экстренных служб;
- централизованно собирать данные о состоянии пациентов для их лечащих врачей;
- централизованно собирать данные для научных исследований;
- организовать социальную сеть с различными видами общения для людей с ограниченными возможностями и их родственников.

В зависимости от типа нарушения двигательных функций в качестве интерфейсов управления пациентам могут быть предоставлены: устройства, регистрирующие микродвижения (кнопки, нажимаемые пальцами, контактные регистраторы движения

мышц, регистраторы наклона головы или другой части тела); устройства, поддерживающие голосовой ввод информации; интеллектуальные видеодатчики, распознающие положения пальцев; видеодатчики, отслеживающие направление взгляда; системы виртуальной реальности и нейроинтерфейсы.

Выводы

Созданный сетевой программно-аппаратный комплекс облегчит для множества больных, находящихся в привычных домашних условиях, их взаимодействие со средой дома, а также предоставит родственникам больного и/или организации, осуществляющей уход, дополнительные инструменты, облегчающие этот процесс и повышающие его качество. Также комплекс обогатит окружающую среду больного возможностями активных действий и создаст комфортные и стимулирующие к возможной физической, интеллектуальной и социальной деятельности условия.

- [1] Саггибаева Г.М., Жамакур С.Н. // Наука, техника и образование. 2020, №3 (67). С. 22.
- [2] Кадырова Л.Ш. // Международный научно-исследовательский журнал. 2013. № 5–3 (12). С. 86.
- [3] Клычева Д.М., Юсупова С.Т. // Вестник науки. 2022. №12 (57). С. 308.

РАЗРАБОТКА ГАЗОАНАЛИЗАТОРА, ОПРЕДЕЛЯЮЩЕГО ПАРЫ ПРОПАНА

С.В. Кривоногов

ГБОУ ВО НГИЭУ Княгининский университет

Введение

В настоящее время в России активно идет переход на использование газомоторного топлива, наибольшее распространение получил пропан. В первую очередь «на газ» переводят свои автомобили таксомоторные парки и общественный транспорт (автобусы и иные средства передвижения). Крупные предприятия, автомобили которых имеют большие пробеги, оснащают свои авто газобаллонным оборудованием. Не обошёл переход и частных владельцев автомобилей: желающие ставят газобаллонное оборудование и, тем самым, снижают свои расходы на топливо.

Но необходимо отметить тот факт, что установка газобаллонного оборудования, особенно последнего поколения, имеет высокую стоимость. К примеру, переоборудование ГАЗ-32214 с официальным оформлением в ГИБДД обойдется в 55 тысяч рублей. Также имеются определённые затраты на ежегодное обслуживание топливной системы, такое как замена фильтров, проверка газового баллона, а также проверка топливной магистрали.

Главный недостаток использования этого вида топлива – нарушение герметичности отдельных элементов газовой системы автомобиля, которое ведёт к появлению устойчивого запаха газа в салоне транспортного средства [1].

В небольших количествах запах газа не ощущается обонянием, но, тем не менее, наносит вред организму, в первую очередь это влияет на центральную нервную систему, что приводит к снижению концентрации и постепенному уставанию, так как нервные окончания перестают быть чувствительными. От длительного запаха газа появляются мигрени, ухудшается аппетит, и в целом происходит постепенное отравление организма. Кроме того, высокая концентрация пропана в воздухе может привести к его взрыву, от любой искры.

К сожалению, устанавливаемое газобаллонное оборудование не имеет встроенных контроллеров, позволяющих определять небольшие утечки газа. Большие утечки определяются за счет снижения давления в магистральной топливной системе, либо по запаху газа органами обоняния [2].

Таким образом, учитывая, что переоборудование авто на газобаллонное оборудование в целом ежегодно растёт на 30%, можно сделать вывод, что разработка устройства, анализирующего выделение паров пропана, для автомобилей, работающих на газомоторном топливе, является актуальным и перспективным направлением.

Целью работы является проектирование устройства, анализирующего выделение паров пропана для автомобилей, работающих на газомоторном топливе.

Определение требований к системе

Система, анализирующая выделение паров пропана для автомобилей, работающих на газомоторном топливе, разрабатывается для определения концентрации пропана в салоне автомобиля, а также для предупреждения об этом водителя.

К процессам системы относятся:

- отслеживание концентрации газа;
- передача данных в единый управляющий центр;
- предупреждение водителя путём отправки смс-сообщения через единый управляющий центр;
- интеграция с системой геопозиционирования ГЛОНАСС;
- передача и хранение показателей датчиков;
- блокировка двигателя при длительном превышении концентрации;
- формирование отчётности.

Требования к структуре и функционированию системы.

В состав системы должны входить следующие элементы.

- Газоанализатор. Данный элемент устанавливается в автомобиле, считываемые данные в режиме онлайн датчик «газоанализатор» передает на единый управляющий центр, посредством взаимодействия с модулем ГЛОНАСС, управляет газоанализатором контроллер управления системой [3].
- Единый управляющий центр. Под единым управляющим центром понимается программно-аппаратное обеспечение, включающее в себя виртуальный сервер для получения и обработки данных, базу данных пользователей системы, в которой будут храниться зарегистрированные пользователи и эталонные показатели датчиков.
- Смс-шлюз. Посредством смс-шлюза водителю отправляются уведомления о нарушении герметичности системы и превышении концентрации пропана в воздухе.
- Программное обеспечение для настройки и обработки данных. При помощи программного обеспечения будут анализироваться данные и передаваться на смс-шлюз и на контроллер управления датчиком в авто.

Требования к техническому обеспечению.

Техническое обеспечение системы, анализирующей выделение паров пропана для автомобилей, призвано максимально и безопасно использовать мощности доступных аппаратно-технических средств для успешного выполнения поставленного перед системой комплекса задач.

В состав комплекса аппаратных средств должны входить следующие технические средства:

- управляющий контроллер газоанализатором;
- газоанализатор;
- сервер БД;
- облачный сервер;
- мобильный телефон;
- смс-шлюз;
- персональный компьютер (ноутбук).

Каждое из вышеназванных средств должно регулироваться конкретными нормами отказоустойчивости для произведения сохранности конфиденциальных данных и предостережения от их потери или утечки.

Проектирование схемы работы устройства

Схема работы устройства позволит визуализировать взаимодействие элементов системы. Для построения схемы воспользуемся программным продуктом MS Visio. Результат построения показан на рисунке 1.

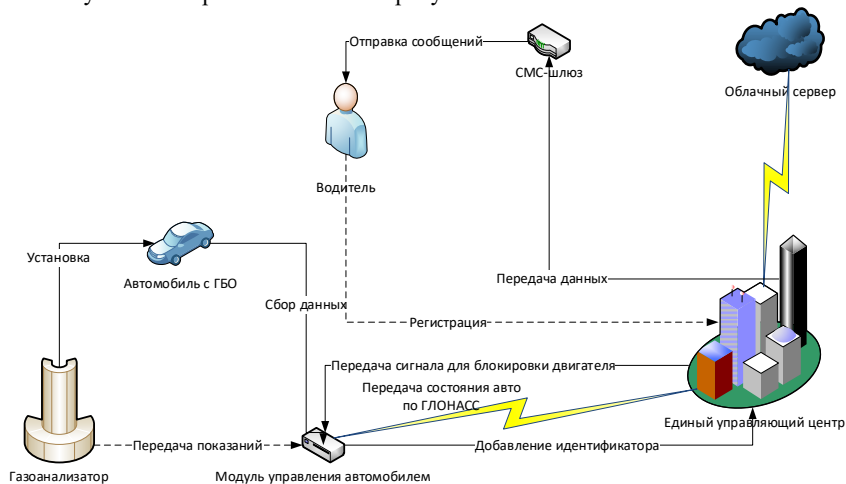


Рис. 1

Как видно из рис. 1, в автомобиль с ГБО устанавливается газоанализатор с модулем управления автомобилем. Газоанализатор осуществляет постоянный сбор и передачу данных на модуль управления. Идентификатор модуля управления автомобилем добавляется в единый управляющий центр, в котором также регистрируется и водитель, вводя свой номер телефона. Все данные с управляющего центра обрабатываются на облачном сервере. При превышении концентрации пропана или иного топлива модуль управления автомобилем получает от газоанализатора сигнал и передает его через систему ГЛОНАСС в единый управляющий центр. Единый управляющий центр в свою очередь передает данные на sms-шлюз, который отправляет предупреждающее sms-сообщение водителю. При игнорировании неисправности единый управляющий центр передает сигнал для блокировки двигателя на модуль управления автомобилем, в автомобиле срабатывает блокировка и авто глохнет. Таким образом водитель и пассажиры не получают отравления газом и избегают повышенной концентрации газа, способного взорваться от любой искры.

Выводы

В результате работы сформированы требования к устройству, которое позволяет создать единый автоматизированный центр контроля утечек паров пропана и иного газомоторного топлива при концентрации его в воздухе от $0,001 \text{ мг/см}^3$.

Автоматизированный центр контроля будет управляться посредством шлюза данных, который будет обрабатывать информацию, получаемую с устройств. Каждое из

устройств, установленных в авто, будет обладать идентификационным номером и будет привязано к центру контроля и транспортному средству. При определении превышения допустимой концентрации единый центр посредством смс-информирования отправит водителю уведомление. Номер телефона водителя автомобиля будет также зарегистрирован в системе. Передача данных с устройства будет осуществляться посредством устройства «ГЛОНАСС», которым должны быть оснащены все авто.

Разработанное устройство будет иметь высокую энергоэффективность, оно может работать автономно большое количество времени. В схему оборудования будет входить блокиратор двигателя, который будет автоматически включаться при длительном движении с превышающей концентрацией газа.

- [1] Астахова Т.Н., Зуева С.В., Кривоногов С.В., Романова А.А. // Intern. J.of Open Inform. Technolog. 2021. Т. 9, № 9. С. 103.
- [2] Б. Д. Кабулов, И. Э. Абдурахманов // Международный симп. «Химия для биологии, медицины, экологии и сельского хозяйства». Тез. докл. – СПб: ИХС РАН, 2015. С. 82.
- [3] Б. И. Ешматова, М. З. Шарипов, У. Б. Убайдуллаев // Сб. научн. ст. 4-й Всероссийской научно-технической конференции с международным участием – Курск: ЗАО «Университетская книга», 2019. С. 89.

МЕТОДИКА ИСПОЛЬЗОВАНИЯ РИД НАУЧНЫХ ОРГАНИЗАЦИЙ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПРОБЛЕМ ПРОМЫШЛЕННЫХ ПРЕДПРИЯТИЙ

М.Л. Федотов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Задача кратного увеличения выпуска отечественной продукции входит в список приоритетных задач как Нижегородской области, так и Российской Федерации. Актуальность задачи вытекает из следующих документов и фактов.

Проблемы инновационных предприятий и университетов, управляющих инновационными проектами:

- отсутствие единой системы описания и оценки состояния стартапа,
- отсутствие технологии (методики), реализованной в пользовательском программном обеспечении,
- отсутствие полноценной системы методической, маркетинговой, юридической диагностики состояния проектов,
- отсутствие системы мониторинга проектов в режиме реального времени.

К сожалению, пока эффективных методик внедрения (трансфера) технологий, разработанных в НИИ и вузах, не существует. Тема встреч научных организаций с промышленными предприятиями, которую обычно формулируют как «поиск технологий для решения технологических проблем промышленных предприятий», не потеряла своей актуальности, и обе стороны в институциональном формате пока не научились решать эту задачу.

Вариант трансфера по модели «рыночная тяга», когда технологические решения предлагаются по запросу предприятий и при отсутствии чёткого технического задания имеет неопределенность, связанную с отсутствием представления о возможном технологическом решении, с одной стороны и несформированными ожиданиями. Ситуация с выполнением НИОКР научными организациями и вузами на основе заранее разработанного ТЗ (технического задания) случается далеко не всегда. И даже при попытках выполнить импортозамещение, казалось бы, понятного объекта, задача часто не решается простым копированием по известным причинам.

Автор данной заявки разработал и зарегистрировал методику коммерциализации технологии, полученной в результате научных исследований (РИД) – цифровая платформа «Акселератор стартап проектов spassel» [1]. Результаты работы также отражены в публикации [2]. Автор предлагает использовать в качестве инструмента разработки и внедрения высококонкурентного инновационного рыночного продукта сервис методики трансфера технологии, т.е. внедрить технологии в реальный сектор экономики. Разработанный автором процесс обеспечивает:

- поддержку процесса поиска рыночного инновационного продукта,
- возможность управлять качеством и количеством генерируемых рыночных инновационных проектов,
- возможность коммуникаций в едином информационном пространстве на единой платформе,
- освобождение менеджеров организаций от рутинных операций при управлении портфелем,

- реализация принятого алгоритма многократного и настроенного взаимодействия с рынком для достижения рыночного решения, связанного с поиском актуального сегмента и инновационного продукта, востребованного им,
- поддержка процесса поиска актуальных сегментов и рыночных инновационных продуктов,
- привлечение релевантных менеджеров-трекеров и экспертов для получения консультаций в области реализации проекта,
- получение информации о динамике развития проекта,
- реализация возможности управлять портфелем инновационных проектов посредством выявления проблемных зон (этапов) портфеля проектов и отдельных проектов и принимать адекватные управленческие меры для решения выявленных проблем,
- нивелирование отсутствия достаточного количества консультантов и возможности оплаты недешевых услуг квалифицированных консультантов,
- использование возможности работы в предлагаемых модулях системы: разработчика, менеджера-трекера, эксперта.

Для реализации системного подхода к описанию и поддержке поиска рыночных инновационных продуктов создана базовая версия цифровой платформы «Акселератор стартап проектов» (далее – платформа), позволяющая поддерживать процесс трансфера результатов инновационной деятельности в реальный сектор экономики на всех этапах создания, включающих в себя:

- генерацию гипотез целевых сегментов;
- подтверждение гипотез целевых сегментов;
- генерацию гипотез проблем сегментов;
- подтверждение гипотез проблем сегментов;
- разработку гипотез ценностных предложений;
- подтверждение гипотез ценностных предложений;
- разработку MVP;
- подтверждение MVP;
- генерацию бизнесмодели.

В случае с предприятием – потенциальным потребителем, который нуждается в решении технологических задач (проблемы, улучшение) или создании новых потребительских линеек, у предприятия изначально существуют ограничения: особенности производства, наличие специального оборудования, стратегия развития и т.д. Многие заводы ещё не могут себе позволить высокопрофессиональных маркетологов, которые, исследовав рынок, могут сформулировать продукт, который им будет подходить для размещения на производстве. Также технические специалисты предприятия могут не обладать достаточными знаниями для выбора перспективной технологии для решения их задач.

Исходя из вышеизложенного, автор предлагает собирать задачи в том виде, в котором технические службы предприятия смогут сформулировать и внести их в простую табличку. Это и есть вишлист, т.е. лист ожидания решения проблемы (см. рис.).

	Описание запроса	Причина запроса	Описание ожидаемого	Локация	Дата	Описание предприятия	Наименование предприятия	Организация
	1	2	3	4	5	6	9	10
V	Уменьшить отходы	Для экономии	Применить новую химическую технологию	Н.Новгород	21.09.22	Крупное	АО Якорь	Доп инфа 1
V	Улучшить связь в цеху	Повысить управление	Применить сенсорную сеть	Выкса	22.09.22	Среднее	Металлург	Доп инфа 2

Рис.

Все эти вишлисты (wish lists) попадают в единую базу. Различные разработчики (ученые, аспиранты и т.д.), выбирая задачи, которые они могли бы решить с помощью разработанных ими технологий, одновременно выбирают и целевой сегмент, в отношении которого будет разработан продукт (адаптированная технология). В таком случае предприятие, передавшее вишлист, может регулярно получать технологические решения, сформированные по вишлистам, не затрачивая собственных денег. И выбирать только те решения, которые подойдут этому предприятию. Т.к. с базой вишлистов может работать много разработчиков, следовательно, и много решений может генерироваться.

С другой стороны, разработчик может по типу предприятия, для которого разработана концепция решения, сделать предположение о количестве аналогичных предприятий. Поэтому он может спрогнозировать объём рынка, представителей для проведения процедур интервьюирования, определенных методикой [srascal.ru](https://www.srascal.ru), и, используя уже в дальнейшем методику [srascal.ru](https://www.srascal.ru) довести процесс разработки продукта для конкретного потребителя до бизнес модели. Получив доступ к платформе, разработчики и предприятия будут в постоянном эффективном взаимодействии на языке [srascal.ru](https://www.srascal.ru).

Таким образом, технологический задел [srascal.ru](https://www.srascal.ru) является отличным ядром для разработки дополнительного функционального приложения «Трансфер».

- [1] Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2021619781 от 17.06.2021 г. Акселератор стартап проектов [srascal.ru](https://www.srascal.ru) / Федотов М.Л., Гройсман В.Я. 1 с.
- [2] Федотов М.Л. // В кн.: Тр. XXVI научн. конф. по радиофизике. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2022. С. 569.

Секция «Физические основы и практическое применение технологий
беспроводной связи и информационно-телекоммуникационных технологий»

Заседание секции проводилось 25 мая 2023 г.
Председатель – А.Л. Умнов, секретарь – С.Б. Сулова.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

Труды XXVII 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.

РАННЕЕ ОБУЧЕНИЕ ФИЗИКЕ КАК ПЕРВЫЙ ЭТАП ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО САМООПРЕДЕЛЕНИЯ ШКОЛЬНИКОВ

Ю.В. Масленникова

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В рамках решения проблемы, обозначенной в документах Правительства РФ [1] в ряде ведущих университетов РФ организованы Передовые Инженерные Школы (ПИШ). Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского входит в их число. Очевидно, что для эффективного обучения студентов в ПИШ необходимо проводить специальную довузовскую подготовку по экспериментальной физике среди школьников старших классов средних школ, а начинать эту подготовку гораздо раньше – в инженерных классах основной школы. В этих классах пропедевтический курс физики вводится как обязательный, поскольку знания по физике и математике лежат в основе разработки любой инженерной технологии. Физика – наука экспериментальная, поэтому основу обучения учащихся в этих классах составляет именно экспериментальная деятельность. Пропедевтический курс позволяет некоторый сегмент тем начать изучать уже в 5 классе, с учетом того, что у учащихся данного возраста преобладает словесно-логическое и образное, а не абстрактное мышление. Результаты педагогического эксперимента показывают, что учащиеся 5-6 класса выполняют предлагаемые им экспериментальные задания не хуже учащихся 7-8 классов, а в некотором смысле и обходят их по результатам, так как традиционно имеют повышенный интерес к изучению явлений природы. Современные ФГОС предполагают стандартизацию программ, то есть единый перечень тем, надлежащий изучению в том или ином классе. Это значительно упрощает работу исследователей, занимающихся разработкой подобного рода экспериментальных заданий и отдельных курсов по решению экспериментальных задач.

В схеме, приведённой в работе Е.Р. Блиновой (рис. 1) [2], каждый элемент (прямоугольник) соответствует возможному варианту соответствия объема накопленных знаний (по абсциссе) и уровня усвоения учебного материала (по ординате).

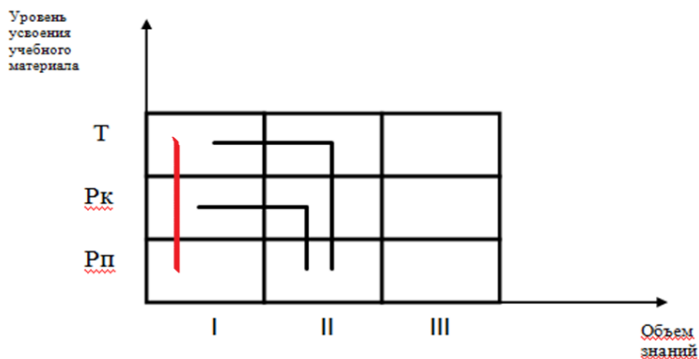


Рис. 1

В нашем исследовании по ординате отложены уровни развития познавательных умений.

1. Базовый инструментальный (репродуктивный) уровень соответствует минимальному объему знаний, которые учащиеся могут применить, находясь на *репродуктивном уровне* (Рп – I – квадрат в нижнем левом углу). Достижение данного уровня развития познавательных умений в ходе изучения физики подразумевает умение учащихся выделять факты на основе наблюдений, выдвигать гипотезы о явлениях на основе имеющихся знаний и владение элементарными навыками выполнения экспериментальных заданий.

2. Уровень применения полученных знаний и умений соответствует большому объёму знаний и умению оперировать ими на *реконструктивном уровне* (Рк – II – квадрат в центре схемы). Он предполагает сформированное умение учащихся пользоваться измерительными приборами, выбирать необходимые приборы для проведения эксперимента, самостоятельно конструировать ряд простейших приборов, осуществлять опытную проверку гипотез в ходе постановки эксперимента и обрабатывать его результаты.

3. Исследовательскому уровню соответствует умение творчески применять накопленный объём знаний (Т – III). Он предполагает умение учащихся решать исследовательские задачи, интерпретировать полученные результаты и строить новую гипотезу для получения недостающих сведений.

Проведенный педагогический эксперимент показывает, что многие учащиеся 5-6 класса, выполняющие задания не только репродуктивного, но и соответствующие их возрастным особенностям задания реконструктивного и исследовательского уровня. На занятиях пропедевтического курса опора делается на самостоятельное добывание знаний в ходе активной экспериментальной деятельности учащихся. При этом учитель направляет поисковую деятельность ученика, что даёт основание рассчитывать на то, что ученик сможет самостоятельно добыть требуемое познавательное содержание из объекта усвоения и выйти на уровень применения полученных знаний и умений. При этом создаются условия для формирования творческих способностей, поскольку учащимся предоставляется широкое поле деятельности и предлагается ряд заданий, содержание которых лежит в зоне ближайшего развития их познавательных умений.

В ходе изучения физики в основной и старшей школе учащиеся получают большой объем знаний, новые экспериментальные навыки и вновь проходят все обозначенные уровни развития познавательных умений. Причем они могут выполнять экспериментальные задания на ту же тему, на том же оборудовании, но только более широкого и глубокого содержания, требующие не только измерений, но и грамотной обработки данных.

В качестве примера приведём систему экспериментальных заданий по теме «Тепловое расширение жидкостей и газов», укладываемую в предлагаемую схему. Задания выполняются с использованием мензурки небольшого объема, закрытой пробкой, в которую вставлена тонкая стеклянная трубка [3].

В 5 классе данный эксперимент может быть поставлен с помощью обычного пеницилинового флакона, поскольку он имеет меньший объем и воздух в нем легко прогревается. В качестве индикатора в трубку помещается небольшая капля

подкрашенной воды. Нагрев газа можно осуществить, обхватив флакон рукой или поместить в сосуд с теплой водой. Прекратив нагревание, учащиеся наблюдают процесс сжатия газа, вследствие его охлаждения, поскольку капля начинает опускаться по трубке вниз. Далее эксперимент повторяется в новом варианте. При этом флакон частично заполняется водой, так, чтобы в нем остался достаточно большой объем воздуха и конец трубки оказался в воде. В данном случае следует обратить внимание на свойства не только газа, но и жидкости, ее текучесть, несжимаемость, смачивание ею стекла трубки. Параллельно может возникнуть вопрос о тепловом расширении самой жидкости. Аргументом в пользу расширения газа может послужить его внутреннее строение. В отличие от жидкости молекулы газа слабо связаны и промежутки между ними, значительно больше, чем в жидкостях. Одной из гипотез учащихся может быть гипотеза о медленном прогревании жидкости, которая вполне закономерна. На данном этапе обучения более весомым аргументом, подтверждающим незначительную степень расширения жидкости, по сравнению с газом, будет наблюдение процесса расширения жидкости в ходе контрольного эксперимента. Если наполнить флакон водой целиком и поместить в тот же сосуд с теплой водой движение воды по трубке будет едва заметным, что подтверждает выдвинутую гипотезу.

Учащиеся 7 класса, выходящие на реконструктивный уровень, могут провести дополнительные исследования. Например, рассчитать объём жидкости, поднявшейся в трубке, и сравнить его с объёмом жидкости вышедшей из флакона. Для этого следует придумать способ фиксирования уровня свободной поверхности жидкости до начала опыта и после подъема жидкости по трубке и произвести расчеты объема цилиндра (для воздуха и воды в трубке). Объёмы в пределах погрешности измерений получаются одинаковыми, что подтверждает гипотезу о том, температурный коэффициент расширения у жидкостей гораздо меньше, чем у газов. В качестве сосуда, в котором находится газ, в данном случае можно выбрать мензурку.

Опыты по тепловому расширению газов и жидкостей могут быть поставлены в 8 классе в ходе изучения темы «Температура и ее измерение». Здесь они выходят на новый уровень, поскольку прообразом термометра исторически был термоскоп Г. Галилея. В ходе изучения курса физики 8 класса становится понятно, что у воды огромная удельная теплоемкость, поэтому достаточно большой объем жидкости в пузырьке (или мензурке) увеличивался очень медленно. Кроме того, при подробном рассмотрении таблицы обнаруживается, что вода не может служить термометрическим веществом, поскольку имеет переменный коэффициент объемного расширения и достаточно высокое значение точки кристаллизации.

В 10 классе учащиеся владеют еще большим объемом знаний, поэтому экспериментальная задача усложняется. В этот раз им требуется определить температурный коэффициент объемного расширения газа. Имея знания, полученные на уроках, учащиеся могут вывести формулу для расчета температурного коэффициента объемного расширения и разработать эксперимент на основе полученного ранее опыта выполнения задания.

Подобная система заданий может быть выстроена в любом разделе физики. Например, в разделе «Статика» благодатными для раннего обучения физике являются темы «Центр масс» и «Условие равновесия рычага». В 5 классе занятия проводятся в игровой форме. Учитель, отталкиваясь от проблемного эксперимента, вводит понятие «центр

масс» и предлагает учащимся серию экспериментов с картонными образцами разной формы. Учащимся необходимо экспериментальным путем найти центр масс картонного образца, затем сместить его, используя пластилин и монеты. В зоне ближайшего развития находятся достаточно сложные геометрические построения, которые многие учащиеся выполняют с целью определения центра масс, сначала по образцу, а затем самостоятельно. Традиционно оживляют занятия на тему «Условие равновесия рычага» фрагменты мультфильмов, в которых представлены проблемные ситуации [4]. После просмотра мультфильма эти ситуации моделируются и обсуждаются. В 7 (10) классе данные темы получают развитие. Учащимся предлагаются творческие экспериментальные задания на тему «Весомый рычаг» [5]. За основу творческих экспериментальных заданий могут быть взяты задачи из классических школьных сборников задач [6, 7].

Многолетний опыт работы и проведённые педагогические исследования показывают, что выстроенная система экспериментальных заданий, предлагаемых учащимся на разных этапах обучения, позволяет большинству из них вывести на реконструктивный и творческий уровень развития познавательных умений. Полученные результаты доказывают, что знания, приобретенные в результате собственного поиска, лучше приживаются, становятся прочной основой для получения новых знаний, мотивируют их приобретение, способствует развитию инженерного мышления.

- [1] «О мерах государственной поддержки программ развития передовых инженерных школ». Постановление правительства РФ от 8.04.22. № 619.
https://engineers2030.ru/upload/medialibrary/085/ykqngbv54wn89kt5127ndedy69xudp/q/pr_110422_619.pdf
- [2] Блинова, Е. Р. Государственный стандарт: прокрустово ложе или свобода выбора // Народное образование. 1997. – № 1. С. 34.
- [3] Масленникова Ю.В., Фаддеев М.А. Экспериментальные задания по физике. Учебное пособие. Н. Новгород. Издательство Нижегородского госуниверситета, 2022. 128 с.
- [4] Энциклопедия для детей «Хотим все знать». Как все устроено. ЗАО «Союзвидео». Часть 1. 2006.
- [5] Масленникова Ю.В., Фаддеев М.А. Экспериментальные задачи по физике. Механика. Учебное пособие. Н. Новгород. Издательство Нижегородского госуниверситета, 2020. 80 с.
- [6] Рымкевич А.П., Рымкевич П.А. Сборник задач по физике для 8-10 классов средней школы. – 8 изд. переработанное. – М.: Просвещение, 1983, 192 с.
- [7] Лукашик В.И. Физическая олимпиада. В 6-7 классах средней школы. Пособие для учащихся. 2 изд. перераб. и доп. – М.: Просвещение, 1987, 192 с.

УРОВНИ ШКОЛЬНОГО ФИЗИЧЕСКОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

М.А. Фаддеев

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Организация в ННГУ Передовой Инженерной школы требует повышения эффективности довузовской подготовки школьников по физике с целью повышения уровня абитуриентов. Одним из важнейших методов такой подготовки является организация для школьников занятий экспериментальной физикой.

К настоящему времени издано большое количество учебных пособий для школьников с описанием физических экспериментов. Обилие учебной литературы создает проблему отбора материала. Для этого целесообразно базироваться на определенных общих принципах школьного физического эксперимента [1].

Научная важность. Эксперимент должен демонстрировать один важный физический закон. Красивые опыты, демонстрирующие второстепенные явления и эффекты, не имеют научного смысла в ходе изучения физики.

Наглядность («прозрачность»).

Исследуемое явление или процесс должен наблюдаться непосредственно. Черный ящик с мигающими лампочками школьники справедливо называют «магией».

Простота. Эксперимент должен легко воспроизводиться учителем на оборудовании школьного физического кабинета. Приветствуется изготовление дополнительных деталей оснастки силами учащихся под руководством учителя.

Точность. Результаты измерений должны совпадать с результатами вычислений в пределах допустимых погрешностей. При этом учитель знакомит учащихся с корректной методикой расчёта приборных и случайных погрешностей.

Часто у школьников, начинающих изучать физику возникает вопрос: почему основоположники – древние философы полагали эксперимент ненадёжным источником научных знаний и предпочитали ему логические построения.

Проблема достоверности результатов экспериментов заключается в множестве факторов, влияющих на исследуемый физический процесс. Очень трудно сделать «чистый» эксперимент. Каждый преподаватель физики знает, как трудно сделать демонстрацию опыта, «чтобы было как в учебнике». Многочисленные сторонние факторы искажают ожидаемый результат. Мешает трение, влажность воздуха, нестабильность электропитания, вибрации, перепады температуры и т.д.

Любое реальное явление физика сначала описывает *в первом приближении*. Более тщательный эксперимент и более глубокий анализ выводят исследователей на более высокий **уровень** описания картины Мира.

Например, решение уравнения движения тела, брошенного под углом к горизонту под действием однородной силы тяжести, дает параболическую траекторию. Однако эксперименты демонстрируют значительное различие с результатами расчётов. Необходимо учесть силу сопротивления воздуха, вид которой зависит от величины числа Рейнольдса. Для достижения более лучшего согласия с опытом приходится учитывать зависимость плотности воздуха от высоты, действие силы Кориолиса и центробежной силы. При определенных параметрах тела существенной становится сила Архимеда. На вращающиеся тела действует эффект Магнуса. Для высоких траекторий становится существенной зависимость силы гравитации от расстояния до поверхности и т.д.

Но если в ходе физических исследованиях происходит последовательный переход на более высокие уровни анализа физической ситуации, то аналогичную методику можно применять при обучении физике учащихся средних школ.

Пример 1. В самом начале изучения физики школьникам рассказывают про закон сообщающихся сосудов и демонстрируют выравнивание уровней жидкости в сосудах разной формы. Но в узких сообщающихся сосудах наблюдается повышение уровня при уменьшении диаметра. Это позволяет учителю подняться на более высокий уровень описания межмолекулярного взаимодействия, рассказать ученикам о силах поверхностного натяжения, о явлении смачивания.

Пример 2. В большинстве школьных учебников силы трения скольжения и максимальной силы трения покоя полагаются равными.

Величина максимальной силы трения покоя F_M экспериментально определяется по минимальному углу соскальзывания α^* с наклонной плоскости бруска массы m : $F_M = mg \sin(\alpha^*)$. Однако наблюдения показывают, что соскальзывание бруска происходит ускоренно, следовательно, сила трения скольжения F_C и меньше по величине максимальной силы трения покоя F_M .

Для независимого измерения силы F_C осуществляет переход на более высокий уровень эксперимента. К бруску, лежащему на наклонной плоскости, крепится недеформированная пружина, зафиксированная другим концом на верхнем краю плоскости. При увеличении угла наклона плоскости до значения α^* брусок проскальзывает некоторое расстояние s и останавливается. Потенциальная энергия бруска уменьшается на $mgs \sin(\alpha^*)$, а упругая энергия пружины увеличивается на $ks^2/2$, где k - жёсткость пружины. Механическая энергия системы уменьшается из-за работы силы трения - $s F_C$. Решение энергетического уравнения даёт сила трения скольжения $F_C = F_M - ks/2$. Жёсткость вычисляется по результатам отдельного опыта, в котором измеряется удлинение пружины под действием груза известной массы. Таким образом школьники выясняют, что равенство $F_C = F_M$ является приближенным и может использоваться при условии $F_M \gg ks/2$ [2].

Пример 3. Определение сопротивления проводника опытным путем проводится на основе закона Ома. В эксперименте измеряется сила тока I , проходящего через исследуемый проводник, при заданном падении напряжении U на нём. Сопротивление вычисляется отношением: $R = U / I$.

Однако при изменении падения напряжении U вычисления сопротивления R дают разные численные значения из-за неизбежных случайных и приборных погрешностей эксперимента. Часто в школах в качестве окончательного результата вычисляют среднее значение полученных величин сопротивления. Более высокий уровень эксперимента использует линейную зависимость $U = R I$, в которой искомое сопротивление является угловым коэффициентом. Для этого удобно использовать электронную таблицу Excel, которая для линейного приближения экспериментальных результатов применяет метод наименьших квадратов. Значение сопротивления, полученное этим методом, является более точным, чем вычисленное как среднее арифметическое.

Пример 4. Очень трудным для усвоения в курсе школьной физике является раздел «Колебания и волны». Он содержит новые физические величины, абстрактные понятия и математические действия с гармоническими функциями. Из-за сложности материала

имеет смысл давать его школьникам, переходя постепенно на всё более высокие уровни изложения.

Экспериментальной базой может служить лабораторная волновая ванна. На первом уровне школьники наблюдают образование волн на поверхности воды, которые создаются колебаниями источников. Измерения смещения гребней волн за определенный интервал времени позволяют вычислить скорость распространения волны. В других опытах ученики, наблюдая за вертикальными колебаниями поплавков на поверхности воды, приходят к выводу, кажущемуся им парадоксальным: волны бегут по горизонтали, а вода колеблется по вертикали.

На втором уровне школьникам необходимо объяснить механизм взаимодействия частиц воды, который приводит к формированию бегущих волн и, тем самым, разрешить парадокс, возникший на предыдущем уровне.

В экспериментах используется пара источников колебаний равной частоты и учащиеся наблюдают эффекты положительной и отрицательной интерференции.

На третьем уровне для описания волновых процессов используются гармонические функции. Сложение функций позволяет рассчитывать интерференционные картины, порождаемые когерентными источниками гармонических колебаний и сопоставлять их с наблюдаемыми в экспериментах.

Переход на более высокий уровень эксперимента позволяет решать и некоторые качественные, но важные задачи.

Пример 5. Известно, что практически невозможно добиться плавания тела в толще однородной жидкости. Неизбежные сколь угодно малые воздействия приводят либо к всплыванию тела к поверхности, либо к опусканию на дно. В данном примере переход на следующий уровень заключается в создании жидкости с градиентом плотности. Сырое куриное яйцо в стакане чистой водой тонет. Если на дно насыпать ложку поваренной соли, то через некоторое время в стакане образуется градиент концентрации соли. Плотность концентрированного раствора соли больше средней плотности яйца. Диффузия образует градиент плотности жидкости в стакане, и яйцо, оторвавшись от дна, «повиснет» на некотором уровне внутри жидкости. Заметим, что такое положение является устойчивым. Любое случайное смещение яйца по вертикали порождает возвращающую силу.

Вышеприведенные примеры иллюстрируют эффективность многоуровневой системы экспериментов в процессе обучения физике. Таким образом, поднимаясь по ступеням познания, школьники готовятся к изучению физики в высших учебных заведениях.

- [1] Андреев П.В., Фаддеев М.А. Как написать и защитить школьную научно-исследовательскую работу по физике. – Нижний Новгород, ННГУ, 2021, 72 с.
- [2] Фаддеев М.А., Масленникова Ю.В. Многоуровневые экспериментальные задачи как средство подготовки к обучению в передовых инженерных школах. // Учебная физика. Глазов. ГГПИ. 2023. № 1. С. 19.

ПРЕДПРОФИЛЬНАЯ ПОДГОТОВКА УЧАЩИХСЯ В СИСТЕМЕ ИНЖЕНЕРНОГО ОБРАЗОВАНИЯ

О.В. Лебедева¹⁾, Н.И. Лапин²⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ НГПУ им. К. Минина

Проблема, с которой в настоящее время столкнулись вузы, реализующие инженерные направления подготовки, это отсутствие конкурса среди абитуриентов. Особую тревогу вызывает наметившаяся тенденция в снижении интереса школьников к физике, выражающаяся, в частности, в уменьшении количества выпускников школ, сдающих единый государственный экзамен по физике, поскольку именно физика как учебный предмет составляет основу инженерного образования.

В настоящее время наиболее распространена модель предпрофессиональной подготовки учащихся «школа-вуз-предприятие», в которой консолидированы усилия профессионального сообщества [1, 2]. Для этого в школах создаются инженерные классы, в которых на углубленном уровне изучаются профильные предметы – математика, физика, информатика (реже химия или биология), во внеурочной деятельности реализуются дисциплины профессиональной направленности, во внеучебной деятельности организуются мероприятия профориентационной направленности. К преподаванию специальных курсов нередко привлекают профессорско-преподавательский состав вузов-партнеров. Однако ресурсы вузов ограничены, и количество школ и классов, реализующих такую подготовку явно недостаточно, чтобы удовлетворить социальный заказ общества в подготовке инженерных кадров.

Для изменения ситуации и подготовки достаточного количества абитуриентов, ориентированных на получение инженерного образования, необходимо организовать систему предпрофильной и профильной подготовки по физике, охватывающую гораздо большее количество школ. Особое значение при внедрении этой системы в школу играет готовность учителя физики к ее реализации, поэтому для решения проблемы организовано сетевое взаимодействие НГПУ им К. Минина и ННГУ им. Н.И. Лобачевского. При разработке модели было решено обратить особое внимание на уровень основного общего образования (5-9 классы), поскольку именно в этом возрасте важно поддержать интерес к изучению явлений и процессов, помочь учащимся осуществить осознанный выбор профиля обучения, основанный на понимании предмета. Для реализации предпрофильного инженерного образования разработаны сопряженные программы дополнительного профессионального образования для учителей и программы дисциплин внеурочной деятельности учащихся. Кроме того, во внеучебной деятельности предлагается комплекс мероприятий, направленных на профессиональное самоопределение учащихся на материально-технической базе Мининского университета: музея Просвещения (кабинеты физики и астрономии), планетария и обсерватории, технопарка педагогических компетенций и кванториума. Мероприятия предполагают активную познавательную деятельность учащихся, в том числе экспериментальную.

В 5-6 классе во внеурочной деятельности учащимся предлагается дисциплина «Школа будущего инженера», которая нацелена на развитие интереса к проектной деятельности в технической сфере.

Внеурочные занятия по физике предлагаются учащимся 5-9 классов. Программа курса экспериментальной физики, разработанная Ю.В. Масленниковой, нацелена на развитие интереса к изучению физических явлений и формирование базовых экспериментальных умений и навыков, освоение эмпирических методов познания [3].

Разрабатываемая модель обучения физике (7-9 классы) основана на следующих принципах:

- взаимосвязи урочной и внеурочной деятельности по физике (содержательной и деятельностной);
- сочетании фронтальной и групповой форм организации учащихся;
- последовательном формировании комплекса экспериментальных умений (карта умений);
- включении в учебный процесс элементов учебно-исследовательской и проектной деятельности.

Во внеурочной деятельности предлагается курс «Практикум по физике», который представляет собой совокупность двух взаимосвязанных видов практической деятельности по физике – решения задач и выполнения учебного физического эксперимента. Речь идет не о физическом практикуме как совокупности специально подобранных лабораторных работ, а о форме занятий, направленных на формирование практических умений учащихся и включающих два основных вида практической деятельности по физике. Занятия проводятся с группой учащихся не более 15 человек.

Основная образовательная технология при реализации курса: задачная технология в коллективно-распределенной деятельности. Используется сочетание фронтальной и групповой форм организации учащихся при решении задач. По каждому разделу формируется система задач, расположенных по мере возрастания сложности, и позволяющая развивать необходимые способы деятельности учащихся. Система включает как экспериментальные задачи, так и аналитические. Принципиальное отличие экспериментальной задачи состоит в том, что она решается только с помощью эксперимента. В случае решения аналитической задачи, после получения результата, происходит планирование проверки ее решения в эксперименте, объяснение несоответствия в случае необходимости.

Кроме системы задач учащимся предлагается выполнить ряд мини-проектов на содержании изучаемых разделов физики. Например, семиклассникам предлагается изготовить кристаллизатор и вырастить кристалл, изготовить действующие модели фонтана; фонтана Герона; сифона; поршневого насоса; гидравлического пресса; картезианского водолаза.

Предлагаемая система предпрофильной подготовки учащихся реализуется в ряде школ Нижнего Новгорода и Нижегородской области.

[1] Новикова Т. // Русский инженер. 2021. № 3(72). С. 17.

[2] Обоскалов А.Г., Смушкевич Л.Н. // Методист. 2018. № 8. С. 46.

[3] Масленникова Ю.В. // Физика. 5-6 класс: учебно-методическое пособие. – Н. Новгород: Издательство Нижегородского государственного университета, 2018, 248 с.

ПРАКТИКУМ ПО ФИЗИКЕ В СИСТЕМЕ ДОПОЛНИТЕЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ ШКОЛЬНИКОВ НА БАЗЕ ВУЗА

О.В. Белова, О.В. Лебедева

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Подготовкой школьников по физике занимаются многие вузы. Однако, в большинстве случаев дополнительное образование школьников на базе вузов реализуется в виде курсов подготовки к Единому государственному экзамену (ЕГЭ). Как показывает практика, даже при успешном сданном ЕГЭ по физике у вчерашних школьников возникают проблемы с освоением курса физики на уровне высшего образования [1]. Более того, ЕГЭ по физике считается сложным, гораздо легче получить высокие баллы за ЕГЭ по другим дисциплинам, например, по информатике, тем более что по правилам приема в вуз на некоторые направления подготовки ЕГЭ по физике необязательно. Таким образом, школьник, выбирающий для сдачи ЕГЭ информатику, выбирает и профиль обучения в школе математический, что подразумевает не более 2 часов физики в неделю. Все это приводит к тому, что некоторые темы школьного курса физики изучаются не в полном объеме, не осваиваются основные способы деятельности, и при обучении в вузе у студентов возникают большие проблемы при освоении курса общей физики [1].

На физическом факультете уже более 15 лет ведет свою работу физико-математическая школа (ФМШ). Цель ФМШ не просто подготовить учащихся школ города к ЕГЭ по физике, но и развивать интерес учащихся к изучению физики, более глубоко понимать изучаемые физические явления и процессы, а также сформировать практические умения школьников. Многолетняя практика работы в ФМШ показывает, что в системе дополнительного образования школьников на базе вуза целесообразно использовать практикум по физике. Речь идет не о физическом практикуме как совокупности специально подобранных лабораторных работ и не о практикуме по решению задач по физике, а о форме занятий, включающих два основных вида практической деятельности по физике – решения задач и выполнения учебного физического эксперимента. Содержание практикума проектируется таким образом, что на момент занятий в вузе соответствующие разделы физики уже изучены в школьном курсе физики. Учащиеся уже знакомы с основными понятиями, законами, поэтому на занятиях практикума основной акцент ставится на применении знаний и формировании основных способов деятельности.

Идея согласования лабораторного практикума и решения задач при обучении физике в школе не нова [2], но в настоящий момент приобретает особую актуальность в связи с необходимостью на современном этапе развития отечественного инженерного и физико-математического образования. При обучении физике будущих инженеров важно не только сформировать знания основных понятий, законов, принципов, но и навыки их практического применения, в том числе и экспериментальные.

Наиболее выражена взаимосвязь теории и эксперимента при решении экспериментальных задач. Экспериментальные задачи, безусловно, играют важную роль в формировании основных способов деятельности, поскольку они «несут в себе преимущества освоения деятельности экспериментирования и моделирования, в том числе как метода познания» [3, С. 15]. «Решение экспериментальных задач помогает осмыслить и понять закономерность, т.к. показывает ее в действии в конкретной обстановке, где каждая из

величин, входящих в закономерность, выступает перед учениками вполне реально и в реально действующей обстановке» [4, С. 7].

Экспериментальной задачи решается только с помощью эксперимента. Если задача решена аналитически, а затем полученный результат проверяется с помощью эксперимента, то эта задача не является экспериментальной.

Но и в случае решения экспериментальной задачи, и в случае решения задачи аналитической, обязательным этапом является построение физической модели изучаемого объекта, явления или процесса. Модель – это новый объект, который отражает существенные особенности изучаемого объекта. На этом этапе выделяются существенные черты и признаки рассматриваемого объекта, а также те признаки, от которых можно абстрагироваться. Затем строится математическая модель, в которой с помощью языка математики (уравнения, системы уравнений) описывается изучаемая физическая ситуация или процесс. Общая последовательность этапов решения задачи практикума (как экспериментальной, так и аналитической) показана на рис. 1.



Рис. 1

Приведем примеры выполнения приведенной последовательности этапов, как в случае решения аналитических задач, так и в случае задач экспериментальных.

Пример 1. На наклонную плоскость падает упругий шарик с высоты h . Сколько раз шарик ударится о наклонную плоскость, если длина ее L , а угол наклона к горизонту 30° ?

Построение физической модели. Нужно ли учитывать сопротивление воздуха при движении шарика (в каком случае нужно его учитывать), что означает «упругий» шарик? Удар будем рассматривать как абсолютно упругий, сохраняется механическая энергия.

Построение математической модели. Рассматриваем движение шарика до удара, находим скорость перед ударом. Записываем уравнения движения шарика между ударами, находим расстояние между точками ударов шарика о плоскость ($4h$), при заданном угле получаем, что количество ударов равно $L/4h$.

Физический эксперимент. Планируем эксперимент по проверке, важно опускать шарик без начальной скорости, подбираем упругий шарик, ставим на штативе линейку, чтобы отпускать шарик с заданной высоты h . Проводим эксперимент и убеждаемся, что расстояния между ударами меньше, чем мы рассчитали и количество ударов больше (либо шарик последний раз ударяется на расстоянии, меньшем L).

Уточнение физической модели. В чем причина несоответствия? Если шарик пролетает между ударами меньшее расстояние, значит, он после удара обладает меньшей энергией. Удар нельзя считать абсолютно упругим. Как оценить потери энергии при ударе? Воспроизводим удар шарика о горизонтальную площадку и определяем отношение высот: высоты, с которой падает шарик (h) и до какой высоты поднимается после

удара (h_1), находим коэффициент потерь энергии k , равный отношению h_1/h . Корректируем математическую модель, получаем расстояние между ударами равное $4kh$. Проверяем в эксперименте.

Рассмотрим другой случай: решается экспериментальная задача.

Пример 2. Брусок скатывается по деревянной доске, наклоненной под углом к горизонту на горизонтальную поверхность. Определите коэффициент трения скольжения бруска по доске и по горизонтальной поверхности.

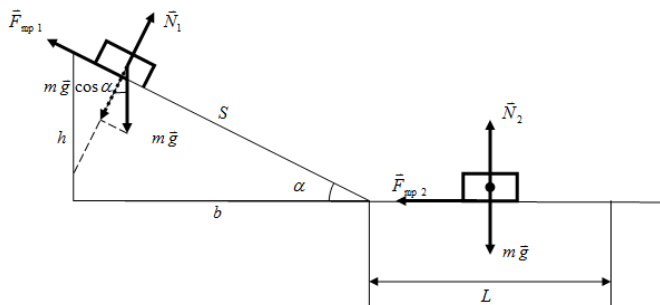


Рис. 2

Построение физической модели. Какие силы действуют на брусок? Одинаковы ли силы трения со стороны доски и горизонтальной поверхности? Выполняем рисунок с расстановкой сил, действующих на тело (рис. 2). Рассматриваем движение бруска в два этапа – по наклонной плоскости и по горизонтали. Выбираем две системы координат (две оси – вдоль наклонной плоскости и перпендикулярно ей, и две оси – вдоль горизонтальной поверхности перпендикулярно ей).

Построение математической модели. Для первого этапа записываем в векторной форме выражения для 2-го закона Ньютона. Находим проекции на выбранные оси координат, получаем систему скалярных уравнений. Считая силу трения силой трения покоя максимальной. Получаем выражение для коэффициента трения. Для второй части задачи также записываем выражения для 2-го закона Ньютона в проекции на выбранные оси координат, получаем систему скалярных уравнений и находим ускорение бруска. Видим, что ускорение постоянное и, используя известные уравнения кинематики равноускоренного движения, находим коэффициент трения. Возможно, что школьники используют при решении во второй части закон изменения полной механической энергии бруска.

Физический эксперимент. Легко определяем коэффициент трения скольжения бруска о доску по предельному углу наклона доски. Какие величины, какими приборами нужно измерить для того, чтобы определить ускорение бруска при движении по горизонтальной поверхности по формуле, полученной в решении? Нужно измерить две величины: пройденный до остановки путь и время этого движения. Далее вычисляем коэффициент трения. Если использовать на предыдущем этапе закон изменения полной механической энергии, необходимо измерить пройденный до остановки путь и первоначальную высоту бруска, а также знать коэффициент трения бруска по доске. Надо

заметить, что результаты будут отличаться, причем существенно. Разбираемся, где физическая модель требует уточнения. Оказывается, что при переходе с наклонной на горизонтальную поверхность брусок теряет часть своей кинетической энергии, т.к. этот переход с изломом. Определяем скорость бруска в нижней точке доски и в начале горизонтального участка. Оцениваем потери энергии.

Таким образом, решая подобные задачи, школьники учатся не только применять знания и отрабатывать экспериментальные навыки, но и анализировать полученные результаты, творчески подходить к поставленной задаче.

Практикум не является единственной формой подготовки учащихся по физике на базе вуза. Учащимся, проявившим на занятиях практикума интерес к исследованию физических явлений и процессов, предлагается развивать свои умения и способности в ходе выполнения учебно-исследовательской работы под руководством сотрудников кафедр или лабораторий вуза.

Основным результатом прохождения практикума по физике, организованного для учащихся школ на базе вуза, должна стать готовность к получению образования в сферах профессиональной деятельности, связанных с физикой и современными технологиями, основанными на достижениях физической науки.

- [1] Белова О.В., Лебедева О.В. Эффективность обучения физике студентов физического факультета и пути ее повышения // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. Серия: Социальные науки. 2019. № 4 (56). С. 182.
- [2] Дмитриева, О.А. Инновационный подход к решению задач и лабораторному практикуму в курсе физики средней школы: Дис. ... канд. пед. наук: 13.00.02. – СПб.: РГПУ им. А.И. Герцена, 2005, 162 с.
- [3] Никифоров Г.Г., Сауров Ю.А. Деятельность с экспериментальными задачами для формирования мышления и мировоззрения // Физика в школе. 2022. № 1. С. 13.
- [4] Мошков, С.С. Экспериментальные задачи по физике в средней школе: Пособие для учителей. – М: Учпедгиз, 1955, 204 с.

ПРОЕКТНАЯ ДЕЯТЕЛЬНОСТЬ УЧАЩИХСЯ И ФОРМИРОВАНИЕ ИНЖЕНЕРНЫХ УМЕНИЙ

И.Ю. Зворыкин, М.Р. Каткова

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Организация проектной деятельности учащихся является актуальной задачей для общеобразовательных учебных заведений. Для учителей физики существенной является возможность повышения уровня знаний и развития умений по предмету в ходе проектной деятельности. В ряде работ показано, что такая возможность существует при использовании ресурсов дополнительного образования [1-2].

Не менее актуальной является задача активизации подготовки к инженерной деятельности студентов вузов (университетов). Однако данная задача требует восприятия студентами университетов их обучения в вузе в качестве элемента подготовки к такой деятельности. Практически они оказываются не готовы к такому восприятию [3]. Курс физики в общеобразовательных учреждениях по ряду причин не позволяет в настоящее время надеяться на формирование у учащихся конкретных представлений об инженерии. При этом проектная деятельность по физике обладает, на наш взгляд, необходимыми для этого ресурсами.

В «Лаборатории школьного физического эксперимента» (ЛШФЭ) при кафедре кристаллографии и экспериментальной физики физического факультета ННГУ им. Н.И. Лобачевского представлено множество реализованных учащимися проектов, формирующих начальное инженерное мышление на физической основе. Часть этих проектов выполнено совместно с «Лабораторией проектной деятельности» МБОУ «Гимназия № 2» г. Нижнего Новгорода. Описания и особенности части проектов опубликованы [4-9].

Приведем описания ряда проектов с их краткой аннотацией:

1. Стенд для сравнительного изучения моделей анемометров.

Проект позволяет изготовить действующие модели различных по физическим принципам анемометров и практически сравнить их особенности и характеристики. Проект выполнен на базе микроконтроллерного модуля и компьютеризован. Это интегральный проект, который распределяется по двум направлениям: созданию источника воздушного потока и направляющей этот поток системы, и создание системы анемометрических датчиков, сопрягаемых с компьютером. Каждое направление может являться задачей для индивидуального проекта. Описание проекта опубликовано [4].

2. Стенд для исследования спектра лампы накаливания.

Это интегральный проект, который распределяется по двум направлениям: созданию осветителя, обеспечивающего регулировку температуры нити лампы накаливания, и создание сканера, позволяющего автоматически визуализировать на экране компьютера результаты работы того или иного датчика перемещаемого по всей картине спектра лампы накаливания осветителя, получаемой с помощью неподвижной призмы. Каждое направление это задача для индивидуального проекта. Проектный продукт – экспериментальная установка может быть использована не только в школе, но и для специальной подготовки студентов-магистров и для лекционных демонстраций в курсе

общей физики. Проект выполнен на базе микроконтроллерного модуля, программируемого блока робототехнического конструктора Lego Mindstorms EV3, датчиков учебных цифровых лабораторий и компьютеризован. Описание проекта опубликовано [5].

3. Модель электромагнитного левитатора.

Исходное техническое задание предполагало создание действующей модели электромагнитного левитатора с возможностью визуализации значений величины магнитного поля в его рабочей зоне. Такая визуализация может найти свое применение как демонстрационный материал на лекции по физике, демонстрируя конкретные значения соответствующей физической величины и характер ее изменения. Проект выполнен на базе микроконтроллерного модуля и компьютеризован. Описание проекта опубликовано [6].

4. Действующая модель ионолета.

Проект демонстрирует полет модели ионолета. Техническое задание проекта исходно строго ограничивало энергетические характеристики источника питания модели допустимыми с точки зрения безопасности значениями. По итогам работы над проектом (более 1 года) учащимися выявлены основные принципы и технологические детали, требующиеся для создания летающей модели (определенный выбор материалов, борьба за минимальный вес, требования к стартовой поверхности и некоторые другие).

5. Генриметр.

Проект является реализацией измерительного прибора, использующего результаты выполнения работы физического практикума «Измерение индуктивности катушки по ЭДС ее самоиндукции». Данный проект является важной частью реализации методики проекта – ориентированного обучения физике для темы «Электромагнитная индукция» (ЭМИ), и описан в соответствующей публикации [2].

6. Индикатор направления светового вектора.

Проект демонстрирует возможность создания автоматического устройства для индикации направления светового вектора [10] для поляризованного света на базе робототехнического конструктора Lego Mindstorms EV3. Особенностью проекта является простота его конструкции. Экспериментальная установка, описанная в литературе [10], оказалась сложна в изготовлении в школе. Проект компьютеризован. Описание проекта доложено на XVI международной конференции "Физика в системе современного образования" (2021 г.).

7. Компьютеризованная экспериментальная установка для изучения поглощения света в жидкости.

Задачей проекта являлось создание соответствующей экспериментальной установки. Основным элементом установки является сканнер, позволяющий перемещать погруженный в жидкость фотодатчик. Проект выполнен с использованием микроконтроллерного модуля и компьютеризован. Описание проекта опубликовано [7].

8. Демонстрация принципов радиометеорологии.

На базе школьного учебного комплекта для изучения микроволнового излучения была проведена работа по демонстрации принципов радиометеорологии с использованием возможностей, предоставляемых компьютеризацией эксперимента. Результаты были опубликованы [8].

9. Модель низковольтного регенеративного радиоприемника на базе мощной генераторной радиолампы.

Проект позволяет продемонстрировать возможность создания на базе мощной радиолампы ГУ-81М (мощность накала катода около 120 Вт) низковольтного радиоприемника благодаря весьма эффективной эмиссии катода такой лампы. Также важным представляется повышение общинженерной грамотности учащихся по направлению «радио» весьма скудно представленному в современном базовом курсе физики общеобразовательных учреждений.

10. Учебная экспериментальная установка для изучения поверхностного натяжения жидкости методом Дю Нуи.

Задачей проекта являлось создание экспериментальной установки для измерения коэффициента поверхностного натяжения жидкости методом отрыва кольца, обеспечивающей визуализацию процесса отрыва и позволяющей убедиться, что процесс происходит в полном соответствии с описанием в ГОСТе. Проект выполнен с использованием микроконтроллерного модуля и компьютеризован. Описание проекта опубликовано [8].

11. Отображение на экране электронно-лучевой трубки (ЭЛТ) сложных фигур.

Проект позволяет учащимся практически познакомиться с работой ЭЛТ, упоминаемой в задачах по физике. Инженерная проблематика заключается в том, что для выполнения проекта техническое задание предполагает использовать лишь учебное оборудование доступное в общеобразовательных учреждениях. Практически такие учебные приборы в требуемом для работы схемы режиме обладают низкой чувствительностью, а источником отображаемых ЭЛТ сигналов при этом является широко распространенный микроконтроллерный модуль с ограниченным напряжением выходных сигналов.

12. Передача звуковых сигналов с помощью светового излучения.

Проект практически решает задачу устранения искажений появляющихся при попытке реализации простейшей схемы передачи звукового сигнала с помощью светоизлучающих диодов, описанной в журнале «Физика в школе» [11]. Помимо изучения принципа модуляции несущего сигнала (в данном случае светового) учащиеся практически знакомятся с нелинейностью вольт-амперной характеристики полупроводниковых излучающих и приемных диодов, и методами устранения искажений в схемах, включающих такие элементы.

Все перечисленные проекты могут способствовать развитию начальных инженерных качеств у школьников. Перечислим самые очевидные конкретные умения, требуемые при выполнении подобных проектов:

- умение доводить замысел устройства до его реализации в виде приемлемого проектного продукта,
- умение оформлять проектную документацию, являющуюся неотъемлемой частью проекта,
- умение собирать требуемые конструкции из доступных учащемуся элементов,
- умение понимать, модифицировать, и собирать электрические (и электронные) схемы,
- умение выбирать подходящий по его техническим параметрам для проекта элемент из ряда имеющихся элементов.

Таким образом, выполнение проектов по физике может не только способствовать повышению уровня предметных знаний и умений, но и способно положить начало развитию инженерных качеств и адаптации школьников – будущих абитуриентов университета к изучению основ инженерии на этапе обучения в вузе

- [1] Гребенев И. В., Чупрунов Е. В., Зворыкин И. Ю. Модель проектно-ориентированного обучения физике // Вестник Нижегородского университета им. Н. И. Лобачевского. Серия: Социальные науки. 2021. № 3 (63). С. 165–172.
- [2] Гребенев И. В., Зворыкин И. Ю. Проектно-ориентированное обучение в системе основного и дополнительного образования // Физика в школе. 2021. № 7. С. 9–16.
- [3] Гребенев И.В., Зворыкин И.Ю. Возможности проектной деятельности по физике для формирования у учащихся начальных инженерных качеств в системе дополнительного образования // Проблемы учебного физического эксперимента: Сборник научных трудов. Проблемы учебного физического эксперимента: Сборник научных трудов. Выпуск 38. – М.: ИСРО РАО, 2023, 124 с.
- [4] Зворыкин И.Ю., Каткова М.Р. Компьютеризированная модульная система для сравнительного изучения моделей анемометров // Учебная физика. № 3. 2017. С. 55-60.
- [5] Зворыкин И.Ю., Каткова М.Р., Смирнова Е.А., Зворыкин А.И. Компьютеризация учебного эксперимента по изучению распределения энергии в дисперсионном спектре ламп накаливания // Проблемы учебного физического эксперимента: Сборник научных трудов. Выпуск 35. – М.: ИСРО РАО, 2022, 100 с.
- [6] Zvorykin I.Yu., Katkova M.R., Maslennikova Yu.V. Magnetic levitator fitted with the Hall sensor readings // Physics Education. 2022. № 4. Vol. 57. P. 045003.
- [7] Зворыкин И.Ю., Каткова М.Р. Учебный проект по созданию компьютеризированной экспериментальной установки для изучения поглощения света в жидкости // Проблемы учебного физического эксперимента: Сборник научных трудов. Выпуск 38. – М.: ИСРО РАО, 2023, 124 с.
- [8] Зворыкин И.Ю., Каткова М.Р. Расширение методических возможностей комплекта для демонстрации свойств электромагнитных волн // Проблемы учебного физического эксперимента: Сборник научных трудов. Выпуск 32. – М: ИСРО РАО, 2020, 112 с.
- [9] Зворыкин И.Ю., Каткова М.Р., Зворыкин А.И., Смирнова Е.А. Вариант компьютеризированной учебной экспериментальной установки для изучения поверхностного натяжения жидкости методом Дю Нуи (методом отрыва кольца) // Проблемы учебного физического эксперимента: Сборник научных трудов. Выпуск 34. – М.: ИСРО РАО, 2021, 112 с.
- [10] Разумовский В. Г., Майер В. В. Физика в школе. Научный метод познания и обучение – М.: Владос, 2007, 462 с.
- [11] Сафронова Л.В, Герасимов В.П. Передача световодом модулированного сигнала // Физика в школе, 1991, № 2. С. 33.

ПОДХОДЫ К ФОРМИРОВАНИЮ ПЕРСОНАЛЬНОГО ПОРТРЕТА ВОЕННОГО СПЕЦИАЛИСТА

К.О. Колесников, Р.А. Гришковский

¹⁾ Ярославское высшее военное училище ПВО

Развитие средств вычислительной техники позволяет решать в цифровом пространстве сложные наукоемкие задачи, требующие большого объема вычислений: прогнозирование экономической деятельности, моделирование физических процессов, формирование сводных показателей в маркетинговых исследованиях, прогнозирование погодных явлений.

Одним из ярких примеров применения интеллектуальных систем в жизнедеятельности человека является технология «Цифровой двойник». Она представляет собой виртуальный прототип реальных объектов или процессов, реализованный в виде программного продукта на основе систем искусственного интеллекта [1].

Анализ жизнедеятельности человека свидетельствует о возрастающих требованиях к уровню образованности в условиях усложнения окружающей действительности, повышению требований к специалистам, необходимости в достаточно широкой области знаний для комфортной жизни.

При этом, современные подходы к анализу и обработке информации в деятельности человека активно применяются и развиваются в области экономического взаимодействия. Например, на основе «цифрового следа» человека в сети Интернет активно формируется цифровой портрет потребителя (индивидуальные предложения в интернет-магазинах, персональное информационное сопровождение).

Однако в профессиональной деятельности человека, при наличии большого количества признаков и параметров, представленных в виде перечня компетенций, знаний, умений и навыков, алгоритмы формирования персонального портрета специалиста не нашли широкого распространения.

Реализация подобного портрета позволит объективно оценить результаты текущей профессиональной деятельности, выполнить прогноз и моделирование работы специалиста, перейти к автоматизированной модели подбора персонала.

В существующей научно-исследовательской деятельности вопросу формирования персонального портрета специалиста посвящен ряд исследований. Большинство исследований представляют персональный портрет специалиста в компетентностного портрета, сформированного на основе анализа сформированности компетенций в процессе обучения.

В работе [2] представлен результат анализа психолого-педагогической литературы по изучению сущности и содержания понятия компетенция, компетентность и профессиональная компетентность. Авторы считают, что компонентный состав профессиональной компетентности специалиста зависит от степени сформированности каждого из ее компонентов и предлагают рассматривать профессиональную компетентность в единстве пяти компонентов: мотивационного, когнитивного, организационного, управленческого и исследовательского. При этом не учитывается такая важная компонента для военного специалиста, как эксплуатационная.

В работе [3] рассмотрена оценка профессиональной компетентности выпускников вузов через оценку видов их профессиональной деятельности, которые являются

наивысшим уровнем в иерархической структуре компетентностного подхода образования. В данной статье авторы под профессиональным портретом военного специалиста понимают совокупный показатель уровней сформированности профессиональных компетенций по видам профессиональной деятельности, в соответствии с федеральным государственным образовательным стандартом высшего образования (ФГОС ВО) и квалификационными требованиями к военно-профессиональной подготовке выпускников.

Недостатком представленных подходов к формированию компетентностного портрета является ограничение либо результатами освоения учебной программы, либо системой требований, предъявляемых к специалисту, но не имеющих четко выраженной системы достижения указанных требований и оценки результатов.

Для формирования персонального портрета специалиста предлагается подход на основе признаков, выделенных в результате анализа профессиональной деятельности (рис. 1). В результате изучения основных направлений служебной деятельности, требований руководящих документов были определены 57 признаков, распределенных на 5 основных групп.

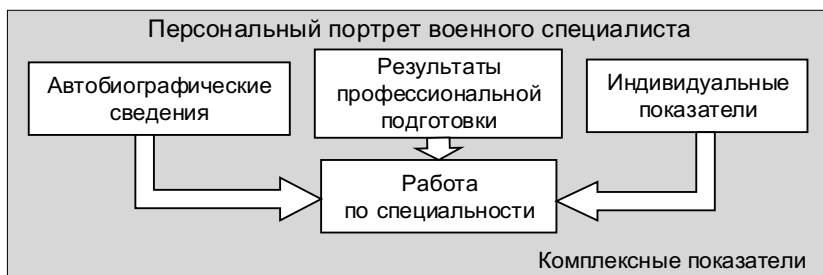


Рис. 1

Автобиографические сведения содержат информацию о самом специалисте, основных этапах его жизни и профессиональной деятельности.

Результаты профессионально-должностной подготовки формируются исходя из оценок и показателей специалиста в рамках годовой программы подготовки.

К индивидуальным показателям относятся различные характеристики, взаимодействующие между собой, но при этом не объединенные едиными нормативно-правовыми актами. К ним относятся: категория здоровья специалиста по результатам углубленного медицинского осмотра, классная квалификация, уровень физической подготовленности, наличие спортивного разряда и др.

Работа по специальности зависит от трех предыдущих групп параметров, однако их взаимосвязь неявна и косвенна. Критериями работы по специальности являются результаты выполнения нормативов на технике, учений, конкурсов.

Комплексные показатели являются группой признаков, характеризующей среду, в которой происходит работа специалиста.

В результате, для формирования интегральной оценки военного специалиста возникает задача математической обработки пространства признаков специалиста, установления взаимосвязей между различными критериями и получение обобщенного значения – так называемая многокритериальная задача.

При этом выделенные параметры и критерии являются как количественными, так и качественными, имеют различные единицы и шкалы измерений, что существенно усложняет процедуру построения и сравнения многокритериальных решений.

Исходя из выделенных условий решение данной задачи классической математикой достаточно проблемно ввиду большого количества переменных и наличия как явных, так и косвенных взаимосвязей между элементами.

Наиболее эффективным способом решения данной задачи будет являться применение алгоритмов машинного обучения. Они позволяют сформировать гибкую модель для нелинейной аппроксимации многомерных функций, классифицировать по многим признакам, дающим разбиение входного пространства на области, осуществлять поиск закономерностей в массивах данных.

Наиболее современной моделью, осуществляющей работу с неструктурированным массивом данных, является технология Data Mining – совокупность различных методов, таких как классический статистический анализ, корреляционно-регрессионный анализ, кластерный анализ. Достоинством методов Data Mining является возможность обработки как количественных, так и качественных данных, что является актуальным для поставленной задачи.

Подводя итог, необходимо отметить, что в условиях повышающихся требований к специалистам необходимость формирования персонального портрета является актуальной.

Дальнейшим направлением научных исследований предлагается осуществить анализ существующих методов машинного обучения, сравнение их возможностей, выбор наиболее подходящего и разработка алгоритма построения персонального портрета.

- [1] Курганова Н.В. // International Journal of Open Information Technologies. 2019. Vol. 7, № 5. P. 105.
- [2] Тихонов А.Р. // Сборник научных трудов по материалам II Международной научно-практической конференции «Новый взгляд на систему образования» – Прокопьевск: филиал КузГТУ в г. Прокопьевске, 2020. С. 54.
- [3] Столяров, А. Л. // Научные и образовательные проблемы гражданской защиты. – 2019. № 2. С. 99.

ИНЖЕНЕРЫ НОВОГО ТИПА ДЛЯ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИХ ИНСТИТУТОВ РАДИОЭЛЕКТРОННОЙ ПРОМЫШЛЕННОСТИ

С.М. Некоркин, О.Е. Зверева, Д.Н. Лысяков, Р.Б. Аминов

АО «ФНПЦ «ННИИРТ»

Тенденции развития предприятий радиоэлектронной промышленности связаны с выпуском конкурентной высокотехнологичной продукции, который возможен только при реализации прорывных научно-технических идей в научно-исследовательских институтах (научных центрах и др. научно-технических учреждениях) профильной направленности. Для выполнения этой амбициозной задачи необходимо изменить подход к подготовке инженеров, связанных с исследованиями и разработкой инновационной продукции. Эффективным взаимодействием академического и/или технического вуза с научно-исследовательским институтом радиоэлектронной промышленности кадровый вопрос решить достаточно сложно, так как адаптация молодого сотрудника на предприятии занимает значительное время и ресурсы. Речь идет о недостатке фундаментальных знаний выпускника технического вуза и недостатке практических навыков специалиста, закончившего академический университет. Кроме этого, для реализации прорывных научно-технических идей во многих случаях необходимо ввести в вузах новые специализации, программы стажировок, программы последипломной специализации и довузовской подготовки кадров и др. Кардинально может изменить подход к подготовке инженеров в вузах для предприятий радиоэлектронной промышленности реализация на их инфраструктуре Программы развития передовых инженерных школ (ПИШ). Одним из вузов, получивших поддержку из федерального бюджета на Программу развития ПИШ, является Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» (ННГУ им. Н.И. Лобачевского).

Целью организации ПИШ в ННГУ им. Н.И. Лобачевского является создание системы подготовки инженеров нового типа с академическим образовательным фундаментом и ранней специализацией для предприятий нижегородского региона и страны в целом в высокотехнологичной сфере радиосвязи, радиолокации и навигации, а также осуществление в партнерстве с этими предприятиями прорывных разработок и исследований, соответствующих мировому уровню актуальности и значимости в соответствующих приоритетных областях технологического развития Российской Федерации. Рассмотрим пример взаимодействия АО «ФНПЦ «ННИИРТ» с ННГУ им. Н.И. Лобачевского в рамках Программы развития передовой инженерной школы на 2022 – 2030 годы.

Основное направление деятельности АО «ФНПЦ «ННИИРТ» – разработка и изготовление радиолокационных станций и комплексов в интересах заказчика с использованием современных инновационных технологий. На предприятии созданы необходимые условия для реализации прорывных научно-технических идей, которые были подробно рассмотрены в работе [1]. К таким условиям относятся: научно-исследовательские работы, опытно-конструкторские работы (разработка и проектирование), оборудование (техника), последовательный процесс создания продукции (технология). Как было указано в той же работе, для выполнения этих условий необходимы четыре

группы специалистов: ученый для проведения научно-исследовательских работ; инженер для разработки и проектирования инновационного продукта; техник для поддержания работоспособности оборудования и технолог для организации последовательного процесса производства. На предприятии наиболее предпочтительным является многопрофильный подход к подбору научно-технических кадров. При таком подходе инженерно-технические работники выполняют функции не только учёного, инженера и организатора, но и функции техника и технолога в производственном процессе. Для создания инновационного продукта на предприятии на этапе прикладных исследований необходимы инженеры, способные получать конкретные результаты для непосредственного использования в проектных разработках. Для реализации этой цели инженеры должны иметь глубокие теоретические знания и специальные навыки по тематике АО «ФНПЦ «ННИИРТ». Кроме этого, для создания научно-технического задела на перспективу на предприятии имеется востребованность в инженерных кадрах, способных определять возможности применения знаний, полученных в передовых научно-технических организациях в ходе фундаментальных и поисковых исследований, в перспективных изделиях.

Все возможности для подготовки таких специалистов имеет ННГУ им. Н.И. Лобачевского – классический многопрофильный университет с тремя факультетами физического профиля – физический, радиофизический и высшая школа общей и прикладной физики, а также институт информационных технологий, математики и механики. В состав университета входят научно-исследовательские институты – научно-исследовательский радиофизический институт (НИРФИ), научно-исследовательский физико-технический институт (НИФТИ), научно-исследовательский институт механики (НИИ механики) и научно-исследовательский институт химии (НИИ химии).

К настоящему времени имеется положительный опыт взаимодействия АО «ФНПЦ «ННИИРТ» с ННГУ им. Н.И. Лобачевского. Несколько лет подготовка студентов для АО «ФНПЦ «ННИИРТ» проводилась по программам, адаптированным к профилю предприятия с учетом решаемых и перспективных задач. Программы подготовки включали лекционные занятия и лабораторные практикумы, сдачу студентами зачетов и экзаменов. Для всех студентов организовывалась предварительная защита курсовых и дипломных работ, а также отчетов о прохождении практики, производился отбор перспективных студентов вузов для участия в научно-технических мероприятиях, молодежных научных конференциях и конкурсах. АО «ФНПЦ «ННИИРТ» и радиофизический факультет ННГУ им. Н.И. Лобачевского активно сотрудничали при создании малогабаритной РЛС 1Л122-1Е и РЛС контроля за падением отделяющихся частей ракет.

На сегодняшний день сотрудничество и взаимодействие между организациями в рамках ПИШ укрепляют имеющиеся связи и выводят их на новый уровень. На повестке дня: разработка новой образовательной программы по новой специализации; организация нового специального образовательного пространства; разработка программы повышения квалификации (профессиональной переподготовки); разработка программы прохождения практик и стажировок вне рамок образовательного процесса, в том числе в формате работы с наставниками для студентов, обучающихся по технологическим профилям; разработка программ последипломной специализации выпускников ПИШ в АО «ФНПЦ «ННИИРТ»; организация на базе ПИШ совместного специ-

ализированного учебного центра для обучения специалистов особенностям эксплуатации изделий АО «ФНПЦ «ННИИРТ»»; организация выполнения актуальных направлений и задач в рамках реализации научных проектов ПИШ в интересах АО «ФНПЦ «ННИИРТ».

Остановимся на организации совместного специализированного учебного центра для обучения специалистов. Идея организации такого центра обусловлена необходимостью обучения как студентов по программам новых специализаций, так и углубленного обучения военных специалистов, включая обучение специалистов инозаказчика, грамотной эксплуатации радиолокационных изделий АО «ФНПЦ «ННИИРТ». Необходимость последнего трудно переоценить, так как ассортимент предприятия достаточно широк, а сами высокотехнологичные радиоэлектронные изделия требуют их детального изучения. Технически грамотная эксплуатация изделий военными специалистами повышает эффективность использования изделия, а также значительно снижается риск возможных издержек на ремонт.

В ННГУ им. Н.И. Лобачевского для этой цели обустроивается специализированная аудитория, которая будет оборудована всем необходимым, включая электронные учебные плакаты, персональные специализированные рабочие места, а также макет современной радиолокационной станции, разработанный и изготовленный в АО «ФНПЦ «ННИИРТ», который будет использоваться в качестве учебного пособия. Наряду с традиционным обучением, которое будет осуществляться преподавателями ННГУ им. Н.И. Лобачевского, обучение будет проводиться и по технологиям видеоконференцсвязи (ВКС). Явные преимущества ВКС, использование различных форм Интернет-обучения для взаимодействия преподавателей из числа инженеров и научных сотрудников АО «ФНПЦ «ННИИРТ» со студентами и обучаемыми военными специалистами учебного центра ПИШ позволят как ускорить адаптацию работников предприятия, так и подготовить многопрофильных специалистов для выпуска конкурентной высокотехнологичной продукции.

Организация подобных учебных центров в различных научно-производственных организациях не являются редкостью, по истечении времени они показали свою необходимость и эффективность. Однако, организация такого специализированного учебного центра в рамках передовой инженерной школы, призванной кардинально поменять подход к подготовке инженеров в вузах для предприятий реального сектора экономики, является в определенном смысле инновационной и все предпосылки указывают на её высокую эффективность.

Таким образом, ПИШ можно рассматривать не только как деятельный инструмент роста научного потенциала предприятий радиоэлектронной промышленности, но также как инструмент обучения специалистов, эксплуатирующих их продукцию. Высокая квалификация инженеров нового типа с академическим образованием – это реализация потребностей научно-исследовательских организаций в научно-технических кадрах, отвечающих за производство научных знаний и идей, а также за подготовку и реализацию научных результатов для практического применения.

[1] Шумик Е.С. // Известия ИГЭА. 2014. № 1. С. 19.

Секция «Проблемы физического и инженерного образования»

Заседание секции проводилось 15 мая 2023 г.
Председатель – М.И. Бакунов, секретарь – С.А. Козлов.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

СОДЕРЖАНИЕ

Секция «Электродинамика»	5
<i>В.Б. Гильденбург, С.В. Голубев, Е.Д. Господчиков, С.В. Синцов</i> Самосогласованная модель филамента в неравновесном СВЧ-разряде высокого давления	6
<i>Е.А. Широков</i> Рассеяние электромагнитной волны на тонком стержне в негиротропной замагниченной плазме	10
<i>Е.В. Бажилова, Т.М. Заборонкова, А.С. Зайцева, А.В. Кудрин</i> Возбуждение волн свистового диапазона частот фазированной антенной решеткой в магнитоактивной плазме	13
<i>Н.А. Емельянов, В.В. Зайцев, В.В. Кочаровский</i> Дисперсионный анализ неустойчивости вейбелевского типа в магнитоактивной плазме: аналитические оценки, численное моделирование, приложения к проблеме солнечных вспышек	17
<i>А.А. Кузнецов, М.А. Гарасев, А.А. Нечаев, В.В. Кочаровский</i> Квазилинейное моделирование вейбелевской неустойчивости в анизотропной бесстолкновительной плазме	21
<i>Н.В. Введенский, А.А. Романов, Т.С. Саранцева, А.А. Силаев, М.В. Фролов</i> Управление поляризацией генерируемых аттосекундных импульсов при взаимодействии газов с инфракрасными и ВУФ-импульсами	25
<i>В.А. Колданов, А.В. Сидоров, В.Е. Семенов</i> Численное моделирование взаимодействия электромагнитного излучения с плавно-неоднородной плазмой	29
Секция «Квантовая радиофизика и лазерная оптика»	34
<i>С.В. Курашкин, О.В. Мартынова</i> Ho:YAG лазер с накачкой волоконным тулиевым лазером	35
<i>О.В. Мартынова, Р. Шахин, С.В. Курашкин, А.П. Савикин, В.В. Шарков</i> Оптический параметрический генератор на кристалле ZGP	38
<i>Р. Шахин, Д.А. Нуждин, А.П. Савикин</i> Влияние фокусировки лазерного излучения на эффективность ГВГ в поликристалле ZnSe.....	41
<i>В.А. Еголин, С.В. Курашкин, А.П. Савикин</i> Исследование широкополосной люминесценции фторидного стекла ZBLAN:Er ³⁺ /Ho ³⁺	45
<i>С.Н. Клопов, К.Э. Сумачев, Р. Шахин</i> Исследование продольного эффекта Фарадея в поликристаллах селенида цинка ZnSe, легированных ионами железа Fe ²⁺ :ZnSe и ионами хрома Cr ²⁺ :ZnSe	49
<i>М.А. Рогов, Н.Ф. Зобов, О.Л. Полянский, И.И. Майзус, Р.И. Овсянников, В.Ю. Махнев</i> Точная поверхность потенциальной энергии ¹⁴ N ₂ ¹⁶ O с использованием вариационных методов и дальнейший расчет спектра на ее основе	53
<i>И.Ю. Перунин</i> Моделирование лазерных оптических систем с помощью современных программных пакетов	57
<i>Я.Н. Березина, А.В. Маругин</i> Влияние внешних акустических эффектов на спектрально-шумовые параметры излучения полупроводникового лазера с брэгговской волоконной решеткой	61
<i>О.Г. Кашуркин, С.В. Курашкин</i> Динамика Tm:YAP лазера с пассивным затвором	65
<i>И.В. Лапшин, А.В. Маругин</i> Анализ эффективности применения квантовых каскадных лазеров среднего ИК-диапазона в задачах газового мониторинга.....	69

<i>Н.Г. Захаров, В.И. Лазаренко, Е.В. Салтыков, А.С. Сафронов, Л.А. Данилова</i> Изучение оптических характеристик и получение лазерной генерации на кристалле Yb:YAG .. 73	
Секция «Электроника»	78
<i>И.С. Дубинин, А.С. Пузанов, Е.А. Тарасова</i> Расчет нелинейных искажений в дифференциальном усилителе на базе короткоканальных полевых транзисторов	79
<i>А.С. Пузанов, Е.В. Волкова, И.Ю. Забавичев, А.А. Потехин, Е.А. Тарасова</i> Применение корреляционного анализа изображений поверхности GaAs структур для оценки деградации подвижности электронов после нейтронного воздействия	83
<i>А.С. Пузанов, И.Ю. Забавичев, А.А. Потехин</i> К вопросу о зависимости средней энергии электронного газа от напряженности электрического поля в объемном кремнии.....	86
<i>И.Ю. Забавичев, А.С. Пузанов</i> Анализ параметров кластеров радиационных дефектов в короткоканальных полевых транзисторах с затвором Шоттки.....	89
<i>И.Ю. Забавичев, А.С. Пузанов</i> Асимптотическая оценка формы сигнала переходного ионизационного процесса в ячейке быстродействующей статической памяти при воздействии одиночных ядерных частиц	93
Секция «Излучение и распространение радиоволн»	98
<i>А.В. Арбузов, Н.В. Бахметьева, Ф.И. Выборнов, С.М. Грач, А.А. Колчев, И.В. Крашенинников, О.А. Шейнер</i> О влиянии солнечного затмения 25.10.2022 на ионосферу Земли по результатам радиозондирования.....	99
<i>Д.А. Дряблов, К.Ю. Яшина, В.Ф. Мельников</i> Каталог солнечных вспышек по наблюдениям на Сибирском радиогелиографе В 2022-2023 гг.....	103
<i>В.В. Емельянов, Д.А. Когогин, И.А. Насыров, С.М. Грач, А.Б. Белецкий</i> Результаты измерений оптического свечения ионосферы в красной линии оптического спектра (630 нм), полученные при помощи камеры всего неба keo sentinel во время нагревных экспериментов на стенде Сура в 2021-22 гг.	107
<i>Е.Н. Ермакова, А.В. Рябов</i> Особенности спектров УНЧ магнитных полей от наземных источников разного происхождения. Сравнительный анализ.....	111
<i>Ю.А. Горбачёва, В.Ф. Мельников</i> Суб-ТГц излучение вспышек на карликовых звёздах	115
<i>К.К. Грехнева, С.П. Моисеев, А. В. Шиндин, В.А. Павлова</i> Реализация функции ЛЧМ-приемника на основе системы Red Pitaya SDRLAB 122-16.....	119
<i>Ю.К. Легостаева, С.М. Грач, А.В. Шиндин, К.К. Грехнева, В. Павлова, В.Р. Хашев, Д.А.Когогин, И.А. Насыров, А.Б. Белецкий</i> Результаты трехпозиционных измерений искусственного оптического свечения в красной линии атомарного кислорода.....	123
<i>Г.М. Нецеткин, П.А. Беспалов, О.Н. Савина</i> Определение хаусдорфовой размерности ОНЧ хоров по данным высокого разрешения с космического аппарата	127
<i>А.Г. Пазухин, И.И. Зинченко, Е.А. Трофимова</i> DCO ⁺ , DCN, DNC, Nh ₂ D и N ₂ D ⁺ в областях образования массивных звезд.....	131
<i>Н.А. Семенова, Ф.И. Выборнов, С.М. Грач</i> Результаты моделирования распространения КВ радиоволн на слабонаклонных трассах среднеширотной ионосферы	134
<i>О.А. Шейнер, В.М. Фридман</i> Об особенностях радиоизлучения Солнца, связанных с залимбовыми корональными выбросами массы.....	139
<i>Т.В. Симонова, В.Е. Шапошиников</i> К тонкой структуре динамического спектра пульсара в крабовидной туманности.....	143
<i>Д.А. Смирнов, В.Ф. Мельников</i> Результаты радиодиагностики параметров вспыхивающей плазмы и ускоренных частиц по данным Сибирского радиогелиографа.....	147

<i>М.Е. Суворова, А.В. Шиндин, С.М. Грач</i> Первые результаты исследования метода многочастотного доплеровского зондирования с помощью численного эксперимента	151
<i>Ю.В. Токарев, А.В. Шиндин</i> Особенности трансионосферного прохождения мощных коротких радиоволн	155
<i>А.Е. Вольвач, Г.И. Григорьев, Т.М. Заборонкова, Л.П. Коган</i> Особенности статистики магнитного поля земли перед землетрясением 6 февраля 2023 года в Турции	159
<i>Ф.И. Выборнов, О.А. Шейнер</i> Влияние гелио-геомагнитной активности на ионосферу Земли в феврале 2023 года	162
<i>К.Ю. Яшина, Д.А. Дряблов, В.Ф. Мельников</i> Поиск эффекта разина в радиоизлучении солнечных вспышек по данным наблюдений сибирского радиогелиографа	166
<i>Н.А. Дугин, М.Б. Нечаева, А.А. Антипенко, Ю.В. Тихомиров, Е.О. Урявина</i> Учет неидентичности конструкций антенн радиоинтерферометра при малых базовых расстояниях	171
Секция «Фундаментальные и прикладные задачи теории нелинейных колебаний».	176
<i>Д.А. Бакалина, Н.В. Барабаш</i> Сценарии рождения аттракторов в кусочно-линейной системе лоренцевского типа	177
<i>Н.В. Барабаш, В.Н. Белых</i> Периодические подковы Смейла и скрытая сложность аттрактора типа двойной спирали	182
<i>Д.Е. Колесников, Г.В. Осипов</i> Фазовая модель пачечной активности нейрона. Синхронизация в ансамбле связанных фи-нейронов	186
<i>Р.А. Кононов, О.В. Масленников</i> Обучение с подкреплением задачам когнитивной нейронауки рекуррентной нейросети: структура и динамика	190
<i>А.Г. Кортков, С.Ю. Загребин, Г.В. Осипов</i> Переключательная активность в ансамбле возбудимых нейронов	194
<i>Н.С. Ковалева, М.А. Мищенко, В.В. Матросов</i> Моделирование сети нейроподобных генераторов с кратковременной пластичностью	198
<i>М.А. Мищенко, В.В. Матросов</i> Динамическая модель принятия решений потребителями в сети с различными топологиями	202
<i>Е.М. Варварин, Г.В. Осипов</i> Синхронизация ансамбля элементов под действием тормозящей связи на модели Фитцхью-Нагумо	206
<i>Д.В. Чиндарев, Д.И. Большаков, М.А. Мищенко</i> Экспериментальное исследование возбудимости электронного нейроподобного генератора	210
<i>Д.А. Зайцева, Г.В. Осипов</i> Синхронизация спайков и бёрстов в ансамбле модифицированных тета-нейронов	214
<i>А.А. Злобин, В.В. Клиньшов</i> Синхронизация фазовых осцилляторов Курамото	218
Секция «Радиофизические методы измерения и их компьютерное обеспечение»	222
<i>А.Г. Самойлов, В.С. Самойлов</i> Измерения замираний сигналов в многолучевых радиоканалах и имитация интерференционных замираний	223
<i>А.Н. Шентябин, В.В. Савцов, Д.А. Пальгужев</i> Основные проблемные вопросы создания информационных систем для обработки радиолокационной и разнородной информации	227
<i>Н.Е. Холкина, А.Ю. Проскураков, Д.А. Пальгужев</i> Об алгоритме эхокомпенсации и шумоподавления в телекоммуникационных системах	232
<i>В.В. Сатаев, А.Г. Саберов</i> Дискретный синтез гауссова БИХ-фильтра нижних частот	234

<i>В.В. Сатаев</i> Проектирование гауссовых фильтров в структуре гидроакустического канала	238
<i>В.Д. Черняев, В.А. Анфертьев, М.Б. Черняева</i> Применение ТГц нестационарной газовой спектроскопии для исследования бактериальных биопленок	242
<i>К.Ю. Седов, В.А. Анфертьев, М.Б. Черняева</i> Исследование характеристик ТГц ККЛ	246
<i>Е.В. Леговцова</i> Оценка когерентных свойств системы межпериодной обработки пачки радиолокационных импульсов	250
<i>О.Е. Кудряшова, В.В. Насонов</i> Оценка характеристик обнаружения когерентной пачки радиолокационных импульсов на фоне активных шумовых помех на основе обобщенного отношения максимального правдоподобия	254
<i>О.Е. Кудряшова</i> Разрешение групповых радиолокационных целей на основе анализа собственных чисел выборочной корреляционной матрицы	258
<i>С.А. Козлов, С.А. Горев, А.Д. Ильясафов</i> Экспериментальные исследования метода распознавания винтовых летательных аппаратов на основе анализа собственных чисел выборочной корреляционной матрицы	262
<i>А.К. Бртенков, М.С. Норкин, Р.В. Травин</i> Разработка низкочастотных гидроакустических излучающих систем высокой удельной мощности	266
<i>К.Н. Пиунов, Д.В. Савельев</i> Метод селекции воздушных объектов типа "птицы" и БПЛА по траекторным признакам	270
<i>Е.А. Бабушкин, Р.В. Калашиников, А.М. Лаврентьев</i> Обоснование необходимости применения алгоритмов пеленгования со сверхразрешением для обеспечения требуемой помехоустойчивости радиолокационных станций с фазированными антенными решетками проходного типа	274
<i>А.В. Пискунов, Е.С. Колупаев, А.И. Энверов</i> Применение ансамбля ортогональных частотно-фазоманипулированных сигналов в целях повышения скрытности излучения РЛС	278
<i>А.В. Волков</i> Направление повышения дальности обнаружения-измерения малозаметных целей в импульсно-доплеровских радиолокационных станциях	282
<i>В.В. Пархачёв, Р.О. Тумаков</i> Применение поверхностно-сферического ансамбля сигналов при построении шумоподобных сигналов	286
<i>В.В. Пархачёв, Е.А. Рыжкова</i> Влияние параметров искусственного шума на скрытность передачи информации в ММО-системе	290
Секция «Общая физика»	296
<i>И.С. Амерханов, Т.А. Галанина, А.О. Королева, Е.А. Серов, М.А. Кошелев, М.Ю. Третьяков</i> Экспериментальное исследование бимолекулярного поглощения $\text{CO}_2\text{-CO}_2$ и $\text{CO}_2\text{-Ar}$ в диапазоне частот 156–255 ГГц	297
<i>И.Р. Хайруллин, В.А. Антонов, М.Ю. Емелин, М.М. Попова, Е.В. Грызлова, М.Ю. Рябикин</i> Многоуровневая модель многофотонных процессов в атоме гелия в сильном лазерном поле: учёт ионизации и высокоэффективная генерация подпороговых гармоник	300
<i>А.О. Королева, S. Kassi, D. Mondelain, A. Campargue</i> Поглощение водяного пара в ближнем ИК-диапазоне: линии и континуум	303
<i>Р.И. Овсянников, М.Ю. Третьяков, М.А. Кошелев, Т.А. Галанина</i> О неопределенности расчетных интенсивностей линий водяного пара в субТГц диапазоне частот	306

<i>А.А. Разова, А.А. Себина, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, С.В. Морозов</i> Стимулированное излучение в гетероструктурах с квантовыми ямами Hg(Cd)Te/CdHgTe в области 20–24 мкм при непрерывной и 24–31 мкм при импульсной оптической накачке	310
<i>А.Ю. Секачева, М.А. Кошелев, И.Н. Вилков, Т.А. Галанина, Е.А. Серов, Д.С. Макаров, М.Ю. Третьяков</i> Форма и параметры линий тонкой структуры молекулы кислорода в зависимости от температуры для уширения давлением азота	314
Секция «Статистическая радиофизика и мобильные системы связи»	319
<i>О.В. Болховская, В.А. Сергеев, А.А. Мальцев</i> Границы Крамера-Рао для оценок начальной фазы и угла прихода сигнала в многоэлементных антенных решетках	320
<i>А.В. Елохин, О.В. Болховская, А.А. Мальцев, В.С. Сергеев</i> Статистические характеристики авиационных каналов связи. Модели, построенные на основе экспериментальных данных	324
<i>А.В. Елохин, А.О. Кокарев, А.Г. Флакман, В.Д. Фролагина</i> Эффективность адаптивной разнесённой передачи с учётом не идеальности обратного канала связи	328
<i>И.В. Гринь, О.А. Морозов, Н.А. Пинегина</i> Оценка навигационных параметров множественных источников радиоизлучения на основе алгоритма винеровской фильтрации с цифровой предобработкой	332
<i>Д.Н. Каргин, И.С. Сорокин</i> Разработка автоматического регулятора усиления на ридиодах l- и s-диапазонов	336
<i>И.К. Малышевский, Е.А. Маврычев</i> Оптимальная винеровская фильтрация сигналов на графах в фильтрах с переменными коэффициентами	340
<i>К.А. Понур, О.А. Шмонин, В.В. Куццо, С.Н. Трушков</i> Модификация модели канала IEEE 802.11aу: блокировка луча с учетом дифракции и геометрическая внутрикластерная структура	344
<i>И.С. Сорокин, Н.А. Щелоков</i> Метод оценивания дробной задержки сигнала по пилотной последовательности	348
<i>А.И. Зворыкин, О.А. Морозов</i> Применение нелинейной предобработки на основе метода спектрального оценивания Писаренко в задаче обнаружения ФМ-сигналов	352
Секция «Акустика»	357
<i>В.Е. Назаров, С.Б. Кияшко</i> Распространение одиночных возмущений и периодических волн в твердых телах с упругой квадратично-разномодульной нелинейностью	358
<i>В.Е. Назаров, А.Б. Колпаков</i> Эффекты амплитудно-зависимого внутреннего трения в резонаторе из магнетита	362
<i>М.С. Лабутина, А.В. Смирнов</i> Размещение вертикальной антенной решетки в канале мелкого моря как фактор эффективности пространственной обработки сигналов	366
<i>Г.Е. Хазанов, С.А. Ермаков, В.А. Доброхотов, Г.В. Лецев, А.В. Кунаев</i> Затухание гравитационных волн в присутствии фрагментированного льда. Натурный эксперимент и численное моделирование	370
<i>В.А. Доброхотов, С.А. Ермаков, И.А. Сергиевская</i> Затухание гравитационно-капиллярных волн на поверхности воды с полиэтиленовой пленкой	374
<i>О.С. Ермакова, Е.И. Поплавский, Н.С. Русаков, Д.А. Сергеев, Ю.И. Троицкая</i> О восстановлении аэродинамического сопротивления и турбулентного напряжения в тропических циклонах на основе совмещенных измерений с радиометра SFMR и GPS-зондов NOAA	378

<i>А.А. Антонов, А.И. Хилько, К.А. Сидоров, И.А. Капустин</i> Экспериментальное измерение параметров продольно-изгибного гидроакустического излучателя в морских условиях	382
<i>В.И. Калинина, А.Г. Хоботов, А.И. Хилько</i> Сравнительный анализ эффективности применения корреляционных и нейроноподобных процедур обработки гидроакустических сигналов на фоне реальных морских шумов	386
<i>И.Н. Диденкулов, А.И. Малеханов, В.В. Чернов</i> Исследование сейсмоакустических сигналов от Нижегородской ГЭС в Воротиловской глубокой скважине.....	390
<i>А.И. Малеханов, А.В. Смирнов</i> Согласованная со средой пространственная обработка акустических сигналов в каналах мелкого моря: реалистичные оценки эффектов рассогласования	393
<i>В.К. Бахтин, Д.Е. Балыкин, М.С. Дерябин, К.Д. Зимица</i> Результаты эксперимента по исследованию ударных волн в конусе маха с помощью широкополосного микрофона	397
<i>К.Д. Зимица, В.К. Бахтин, М.С. Дерябин</i> Численное моделирование гидроакустического излучателя имеющего в качестве пьезодвигателя пакетный преобразователь	401
<i>В.К. Бахтин, М.С. Дерябин, Д.А. Касьянов, С.А. Манаков</i> О влиянии шума работы бурового оборудования на акустический канал связи в бурильной колонне	405
<i>Е.А. Мищенко, И.Ю. Демин</i> Современные методы сегментирования УЗИ изображений	409
<i>А.А. Дмитричева, И.Ю. Демин</i> Использование нейронной сети для классификации УЗИ изображений легких.....	412
<i>К.В. Кузьмин, А.Н. Суханов, П.Н. Вьюгин, И.Н. Диденкулов, Н.В. Прончатов-Рубцов</i> Экспериментальное исследование акустического поля в конусе с мягкими стенками	415
<i>В.В. Мальцев, И.Н. Диденкулов, Н.В. Прончатов-Рубцов, П.Н. Вьюгин</i> Воздействие потока газовых пузырьков в акустическом поле на органические структуры	419
<i>Т.С. Вуклова, И.Н. Диденкулов, Н.В. Прончатов-Рубцов</i> Распространение акустических волн в свободной струе	422
<i>Е.М. Гвоздков, И.Ю. Грязнова, М.С. Лабутина, И.В. Седунов</i> Сравнение аналитических и численных решений задачи обнаружения донных дискретных неоднородностей акустическими методами	426
<i>П.С. Ампилов, И.Ю. Демин, А.Е. Спивак</i> Определение параметра дисперсии сдвиговых волн (SWD) для фантомов мягких биологических тканей	428
Секция «Математическое моделирование процессов и систем».....	432
<i>А.М. Архиреев</i> Использование метода графов связей для определения оптимальных узлов трения с минимизацией потерь энергии.....	433
<i>В.И. Ерофеев, Е.Е. Лисенкова, И.С. Царев</i> Изгибные колебания балки в системе с двухпараметрическим упругим основанием при наличии движущейся нагрузки.....	437
<i>В.Б. Федосеев, Е.Н. Федосеева</i> Кинетика процессов поликонденсации в аэрозоле ...	441
<i>А.А. Кашина, С.Ю. Маковкин, М.И. Кривонос</i> Программная модель пространственно-временной динамики кальция в астроцитах с использованием клеточных автоматов	444
<i>С.В. Казачек, Н.Е. Казачек</i> Значение фликкер-шума при обработке сигналов в методе акустической эмиссии	447
<i>А.Е. Китаев</i> Модель нелинейной диффузии и уравнение состояния Ван-дер-Ваальса	451
<i>М.И. Кривонос, С.В. Денисов</i> Оценка параметров в модели бактерий при движении к химическому аттрактанту на основе метода Монте-Карло	455

<i>Е.Е. Максина, Е.В. Панкратова</i> Влияние случайных процессов на характеристики генерации нейроподобных систем с различными типами связи.....	459
<i>О.Н. Минаева</i> Статистический анализ связи результатов ЕГЭ с академической успеваемостью студентов первого курса радиوفизического факультета.....	462
<i>З.П. Мишутова, С.В. Казачек, И.Н. Солдатов</i> Спектр нормальных мод в упругом слое при учете взаимодействия с потоком сжимаемой жидкости.....	465
<i>Д.С. Пушкарев, С.Ю. Маковкин, И.А. Кастальский</i> Контекст-зависимое распознавание образов в математической модели биологически-правдоподобной спайковой нейронной сети.....	470
<i>А.М. Тузиков, Д.В. Баландин</i> Особенности алгоритма извлечения матрицы связи микроволнового фильтра и его реализация на языке MATLAB.....	473
<i>О.С. Вершинина, М.В. Иванченко</i> Синхронизация колебаний в модели связанных популяционных игр.....	477
Секция «Стохастические мультистабильные системы»	482
<i>А.Е. Кимаев, А.И. Белов, Д.В. Гусейнов, А.Н. Михайлов</i> Последовательное соединение мемристора с другими дискретными элементами.....	483
<i>V.S. Kochergin, A.V. Yakimov, A.V. Klyuev, D.O. Filatov, O.N. Gorshkov, D.A. Antonov, A.N. Mikhaylov, O.V. Matorina, N. Vasileiadis, P. Dimitrakis, B. Spagnolo</i> Low-frequency noise spectroscopy application for numeric estimation of nitrogen ion diffusion jumps parameters in Si ₃ N ₄ -based memristive structures.....	487
<i>М.Н. Коряжкина, И.Н. Антонов, Д.И. Большаков, А.Н. Михайлов, Д.О. Филатов, О.Н. Горшков, Д. Валенти, Б. Спаньоло</i> Влияние длительности импульсов напряжения на резистивное состояние мемристивных устройств на основе ZrO ₂ (Y).....	491
<i>А.А. Лебедев, В.Б. Казанцев, С.В. Стасенко</i> Формирование нового признакового описания изображений спайковой нейронной сетью для задачи классификации.....	495
<i>А.Н. Михайлов, О.Н. Горшков, А.И. Белов, И.Н. Антонов, В.И. Лукоянов, В.Е. Котомина, Е.Г. Грязнов</i> КМОП-интеграция мемристивных устройств энергонезависимой памяти RRAM на основе техпроцесса КНИ 0.35.....	497
<i>Д.А. Серов, М.Е. Шенина, И.Н. Антонов, М.Н. Коряжкина, А.В. Круглов, А.Н. Михайлов, О.Н. Горшков</i> Резистивное переключение в мемристивных структурах на основе ZrO ₂ (Y) и Al ₂ O ₃	500
<i>С.А. Щаников, И.А. Борданов</i> Концепция мемристивных нейроморфных систем машинного зрения.....	503
<i>С.В. Стасенко, В.Б. Казанцев</i> Модель астроцитарной регуляции процессов возбуждения и торможения спайковой нейронной сети.....	505
<i>И.А. Зимин, С.В. Стасенко</i> Искусственная нейронная сеть с моделью динамического синапса.....	508
Секция «Информационные системы. Средства, технологии, безопасность»	511
<i>Д.А. Глозитейн, И.Г. Сидоркина</i> Применение квантового распределения ключей для модификации криптографических протоколов.....	512
<i>С.В. Корелов, А.М. Петров, И.Г. Сидоркина, Л.Ю. Ротков</i> Применение весов термов в задаче обнаружения спама.....	516
<i>А.А. Коротышева, С.Н. Жуков</i> Применение семантических масок в задаче идентификации объектов на изображениях.....	522

<i>М.М. Мунтян, И.Г. Сидоркина</i> Интеграция сканеров уязвимостей в системы мониторинга рисков информационной безопасности.....	525
<i>С.П. Никитенкова</i> Применение закона Бенфорда в обнаружении сгенерированных изображений.....	529
<i>Л.М. Плотников, Р.Г. Нужный, Л.Ю. Ротков, В.А. Мокляков</i> Применение технологий машинного обучения в рамках построения SIEM и других систем защиты информации ...	532
<i>В.Д. Зюзин, А.А. Рябов</i> Модифицированная процедура установления соединения в виртуальной частной сети.....	537
<i>Д.А. Семенов, И.Г. Сидоркина</i> Прокторинг как система выявления аномального поведения студентов при прохождении интернет-тестирований.....	538
<i>Р.А. Васильев</i> Алгоритм генерации речеподобной помехи с идентификацией голоса диктора для защиты конфиденциальных переговоров.....	542
<i>И.Н. Карельский, Л.Ю. Ротков, Р.А. Верхов</i> Активно-пассивный метод определения координат целей в РЛС, сопряженной с пассивным каналом радиоконтроля излучений систем радиолокационного опознавания.....	546
Секция «Физические основы и практическое применение технологий беспроводной связи и информационно-телекоммуникационных технологий» ..	551
<i>Д.С. Потехин, П.В. Комаров</i> Разработка архитектуры устройства для приема и обработки данных с ультразвуковых датчиков в медицинской сфере деятельности	552
<i>А.К. Линьков, Д.С. Потехин</i> Нормализация стереоизображений и построение карты глубины с использованием параллельных вычислений.....	555
<i>А.Г. Завьялов</i> Лабораторные работы по колебательным и волновым процессам для проекта «Саенс-Бокс».....	559
<i>А.Л. Умнов, А.А. Романова, А.С. Краснова, С.В. Кривоногов</i> Сетевая система умных домов для людей с тяжелыми нарушениями двигательных функций.....	563
<i>С.В. Кривоногов</i> Разработка газоанализатора, определяющего пары пропана.....	566
<i>М.Л. Федотов</i> Методика использования РИД научных организаций для решения технологических проблем промышленных предприятий.....	570
Секция «Проблемы физического и инженерного образования».....	574
<i>Ю.В. Масленникова</i> Раннее обучение физике как первый этап профессионального самоопределения школьников.....	575
<i>М.А. Фаддеев</i> Уровни школьного физического эксперимента.....	579
<i>О.В. Лебедева, Н.И. Латин</i> Предпрофильная подготовка учащихся в системе инженерного образования.....	582
<i>О.В. Белова, О.В. Лебедева</i> Практикум по физике в системе дополнительного образования школьников на базе вуза.....	584
<i>И.Ю. Зворыкин, М.Р. Каткова</i> Проектная деятельность учащихся и формирование инженерных умений.....	588
<i>К.О. Колесников, Р.А. Гришковский</i> Подходы к формированию персонального портрета военного специалиста.....	592
<i>С.М. Некоркин, О.Е. Зверева, Д.Н. Лысяков, Р.Б. Аминов</i> Инженеры нового типа для научно-исследовательских институтов радиоэлектронной промышленности.....	595
Содержание	599

Труды
XXVII научной конференции по радиофизике

Нижний Новгород, 15 — 25 мая 2023 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-2023-book/>