

Труды XXX научной конференции по радиофизике

СЕКЦИЯ «ЭЛЕКТРОДИНАМИКА»

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

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

Н.А. Емельянов^{1, 2)}, Вл.В. Кочаровский¹⁾

¹⁾ ИИФ РАН

²⁾ ГАО РАН

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

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

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

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

Распространение ансамбля пробных частиц в турбулентной плазме

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

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

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

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

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

$$\mu_{\alpha\beta} = \frac{2\pi}{3} \left(\frac{4\pi q}{mc^2} \right)^2 \frac{\varepsilon}{m} \int \frac{k_\alpha k_\beta}{k^2} \frac{j^2(k)}{|\Lambda(\mathbf{k} \cdot \mathbf{u}, k)|^2} \frac{\delta(\mathbf{k} \cdot \mathbf{v})}{k^2} \frac{d^3 k}{(2\pi)^3}, \quad (2)$$

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

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

$$\mu(\varepsilon, \theta) \approx \frac{1}{6} \bar{\omega}_B^2 \sqrt{\frac{\varepsilon}{2m} \frac{\lambda_{cor}}{\sqrt{1 + (\lambda_{cor} \kappa_s)^4 \sin^2(\theta)}}} \quad (3)$$

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

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

Турбулентное ускорение частиц

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

М.А. Гарасев¹⁾, Н.А. Емельянов^{1, 2)}, А.А. Кузнецов¹⁾, А.А. Нечаев¹⁾,
Е.А. Широков¹⁾, Вл.В. Кочаровский¹⁾

¹⁾ ИПФ РАН

²⁾ ГАО РАН

Введение

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

Расчет турбулентного магнитостатического поля, обусловленного вейбелевской неустойчивостью

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

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

Расчет коэффициентов диффузии электронов в магнитостатическом турбулентном магнитном поле

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

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

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

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

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

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

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

(угловые скобки означают усреднение по ансамблю электронов).

Расчет аномального сопротивления плазмы в магнитостатическом турбулентном магнитном поле

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

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

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

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

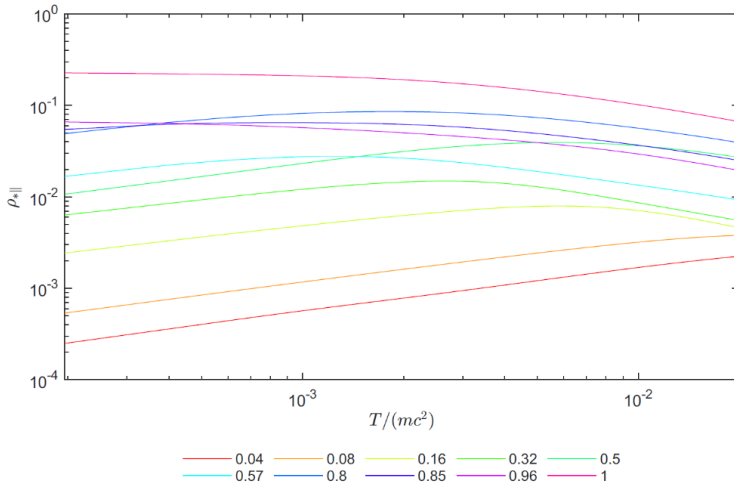


Рис.

Обсуждение

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

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

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

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

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

ИПФ РАН

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

В основе работы датчика лежит высокочастотный метод плазменного зонда с СВЧ-резонатором [1]. Зная собственную частоту зонда с плазмой f и без плазмы f_0 , можно определить концентрацию электронов $N_e = 4\pi^2 m \epsilon_0 \cdot (f^2 - f_0^2) / e^2$, где m и e – масса и заряд электрона, ϵ_0 – электрическая постоянная. Частотный сдвиг резонанса $\Delta f = f - f_0$, соответствующий минимальной концентрации, ограничен снизу шириной резонансной кривой f_0/Q , определяемой добротностью колебательного контура Q . Добротность открытых резонансных систем определяется связью с возбуждающей и приемной линиями и составляет величину порядка 100. Оценки показывают [2], что для измерения концентрации плазмы в диапазоне 10^3 – 10^6 см⁻³ четвертьволновым резонатором нужен зонд длиной несколько десятков метров, что недостижимо на малых космических аппаратах. Предлагается уменьшить длину зонда до размеров спутника и повысить чувствительность с помощью фазового метода.

Данные технические решения были реализованы в экспериментальном образце датчика параметров плазмы на кубсате «СамСат-Ионосфера» размером 10х10х30 см. Датчиком величины концентрации служат два медных параллельных проводника длиной 30 см и диаметром 0,6 см (рис. 1). Емкость двухпроводной линии составляет 20 пФ.

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

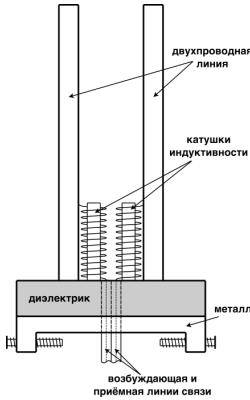


Рис. 1



Рис. 2

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

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

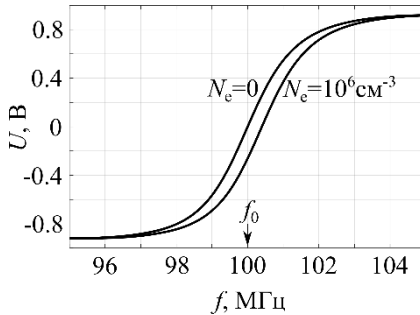


Рис. 3

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

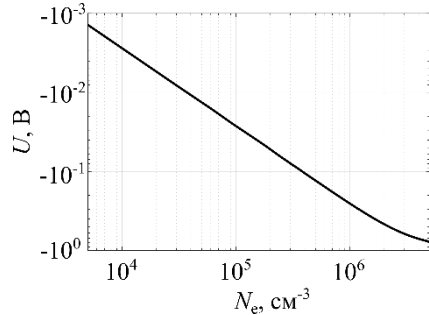


Рис. 4

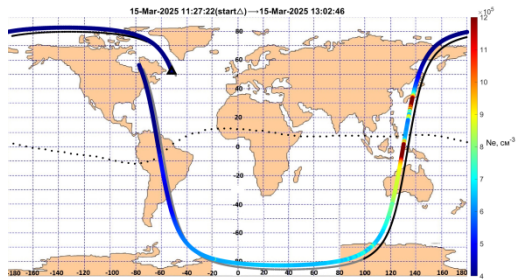


Рис. 5

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

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

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

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

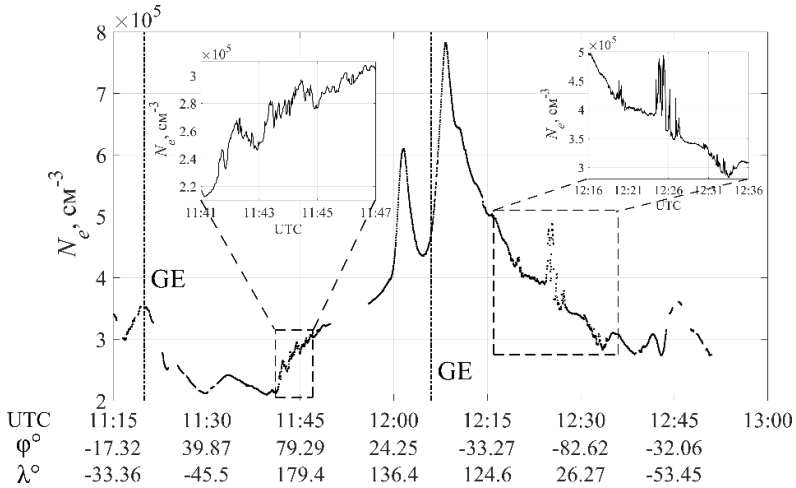


Рис. 6

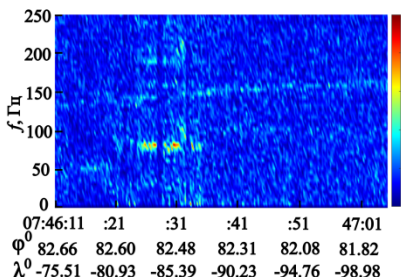


Рис. 7

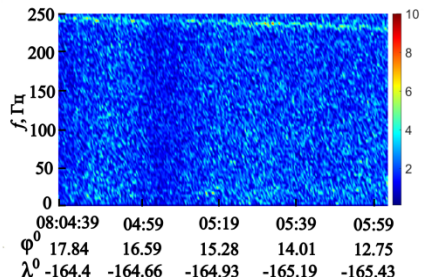


Рис. 8

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

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

И.Д. Ларюшин^{1, 2)}, А.А. Романов^{1, 2)}, Н.В. Введенский^{1, 2)}

¹⁾ ИПФ РАН

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

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

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

Электрическое поле линейно поляризованного трёхцветного ионизирующего импульса задаётся следующим образом:

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

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

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

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

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

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

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

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

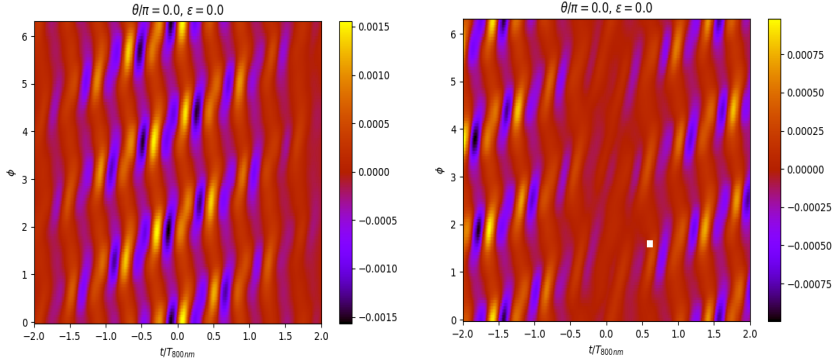


Рис. 1

На рис. 1 показаны временные зависимости УФ-поля, полученные с использованием трехцветного линейно поляризованного ионизирующего поля с соотношениями частот $\omega_1:\omega_2:\omega_3 = 1:0.6:0.4$, фазы компонент меняются совместно вместе с управляющим параметром по следующим законам: $\varphi = \varphi_2/2 = \varphi_3/2 = -\varphi_1$ (левая панель), $\varphi = \varphi_2/2 - \pi/2 = \varphi_3/2 = -\varphi_1$ (правая панель). Во всех случаях ω_1 соответствует длине волны $\lambda_1 = 800$ нм, интенсивность составляет $I_1 = 10^{15}$ Вт/см², $I_{2,3} = 2 \cdot 10^{14}$ Вт/см², FWHM длительность (полная ширина на полувысоте по интенсивности) 25 фс. Временные профили УФ-импульсов получены с использованием спектрального фильтра с маской, соответствующей диапазону от 350 до 140 нм. В диапазоне разностей фаз $|\varphi_2 - \varphi_3| - \pi| < \pi/4$ импульсы оказываются локализованными вблизи максимума интенсивности ионизации, и, как правило, во временном профиле импульса имеется один наиболее выраженный всплеск, как и при нулевых фазах.

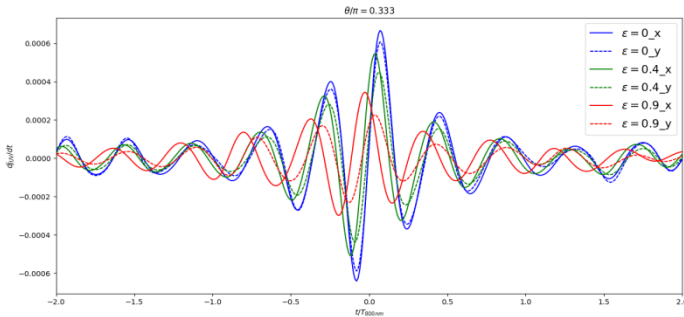


Рис. 2

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

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

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

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

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

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

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

Н.В. Введенский^{1, 2)}, А.А. Силаев^{1, 2)}, С.А. Тюрин¹⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ИПФ РАН

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

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

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

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

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

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

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

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

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

Спектр генерируемого излучения характеризуется квадратом фурье-спектра дипольного ускорения:

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

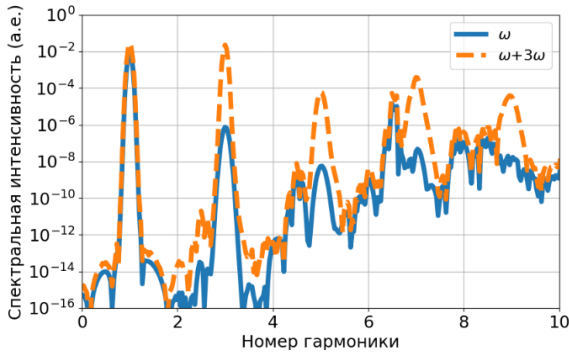


Рис. 1

На рис. 1 представлена низкочастотная часть спектра S_ω при взаимодействии атома водорода с лазерным импульсом с интенсивностью $I = 5 \cdot 10^{12}$ Вт/см², длиной волны 800 нм, длительностью $\tau_p = 20$ фс в отсутствие усиления за счет добавочной низшей гармоники (пунктирная оранжевая линия) и при усилении за счет добавления третьей гармоники с интенсивностью $I_3 = 10^{11}$ Вт/см² и фазой $\varphi_3 = 0$ (сплошная синяя линия). Видно, что при добавлении к основному лазерному импульсу третьей гармоники происходит усиление всех низших нечетных гармоник на несколько порядков. Также на рис. 1 видны пики спектральной интенсивности не только на нечетных гармониках, но и на других частотах, не зависящие от наличия добавочного поля: эти пики вызваны заселением первого возбуждённого состояния за счёт большой ширины спектра лазерного импульса.

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

$$P(t) = \chi^{(1)} E(t) + \chi^{(3)} E^3(t) + \chi^{(5)} E^5(t) + \dots \quad (5)$$

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

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

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

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

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

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

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

$$F_7 = \tilde{F}_7 \equiv (49/2^7)\chi^{(7)}E_1^7, \quad F_9 = \tilde{F}_9 \equiv \left(\frac{81}{2^9}\right)\chi^{(9)}E_1^9. \quad (9)$$

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

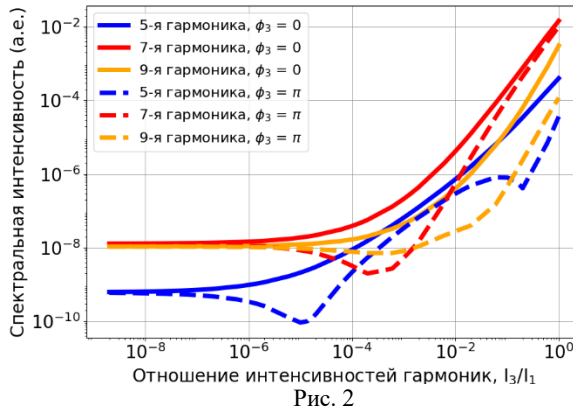


Рис. 2

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

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

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

СПЕКТРЫ ПОГЛОЩЕНИЯ СФЕРИЧЕСКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОЧАСТИЦ В УСЛОВИЯХ ДВОЙНЫХ ПЛАЗМОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

И.А. Павличенко, М.Р. Удалов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

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

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

Модель

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

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

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

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

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

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

Для собственных колебаний сферической частицы получаем дисперсионное соотношение

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

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

Результаты

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

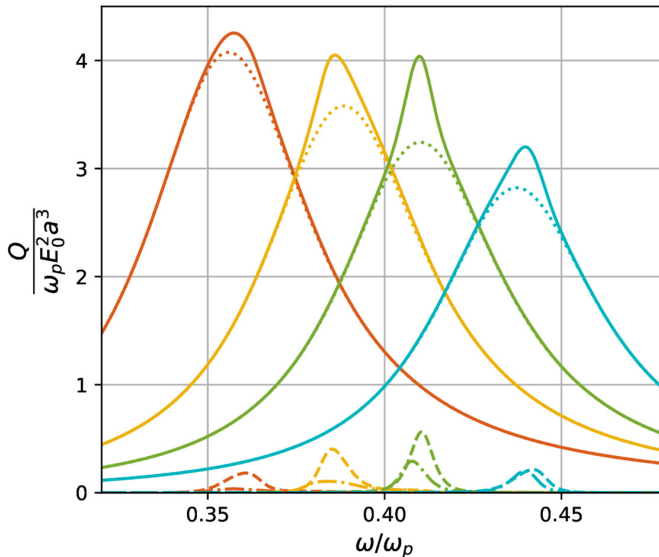


Рис. 1

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

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

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

Говоря о возможности возбуждения исследуемого типа двойных резонансов в реальных наночастицах, следует отметить, что в серебре и золоте они подавляются большими внутренними потерями в области объемных плазмонов. В то же время двойные резонансы могут проявлять себя в наночастицах из натрия. В качестве иллюстрации на рис. 2 изображены зависимости максимальной мощности потерь $Q_{\max} = \max Q(\omega)$ от ε_d для натриевых наносфер при $v_F = 1,07 \cdot 10^8$ см/с, $\hbar\omega_p = 5,71$ эВ, $\hbar\nu = 0,03$ эВ [5]. Голубая и оранжевая кривые соответствуют $I_0 = 10^8$ Вт/см² при $a = 10$ и 7 нм, зеленая – $I_0 = 5 \cdot 10^7$ Вт/см² при $a = 5$ нм; пунктирные кривые показывают дипольный вклад, а штриховая и штрих-пунктирная зеленые кривые – монопольный и квадрупольный вклады для частицы радиуса 5 нм.

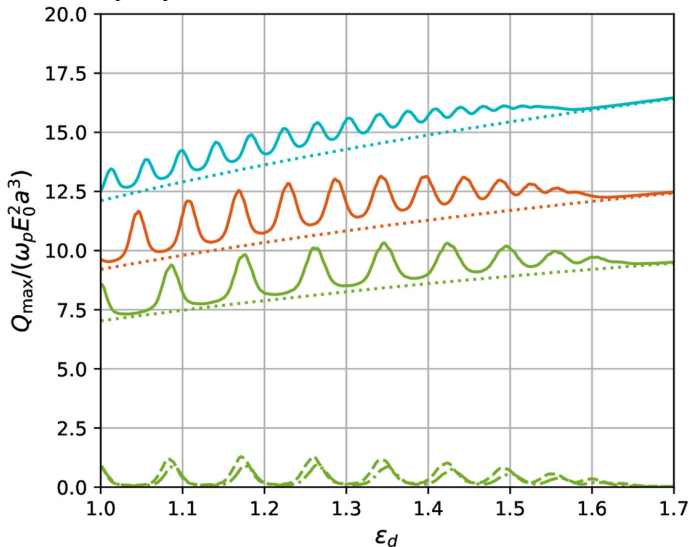


Рис. 2

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

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

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

ПЕРВИЧНЫЙ РАСЧЕТ МОЩНОГО УСИЛИТЕЛЯ S-ДИАПАЗОНА НА GaN-ТРАНЗИСТОРАХ

В.А. Липшева¹⁾, В.Р. Закамов²⁾

¹⁾ НГТУ

²⁾ Филиал АО «Корпорация «Комета» - «КБ «Квазар»

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

Усилитель реализован по трехкаскадной схеме (рис. 1).

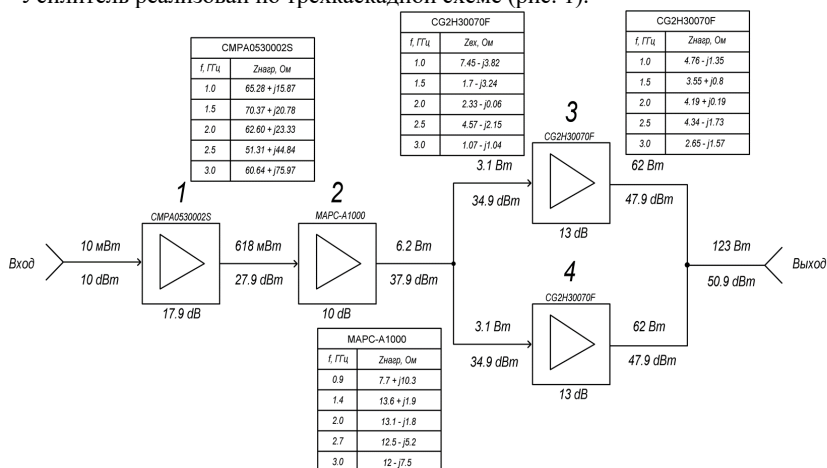


Рис. 1

Структура усилителя: 1-й каскад – SMPA0530002S, усиление 17,9 дБ; 2-й каскад – MAPC-A1000, усиление 10 дБ; 3-й каскад – два параллельных включенных транзистора CG2H30070F, усиление каждого 13 дБ. Данное решение в выходном каскаде обусловлено тем, что одиночный транзистор не обеспечивает требуемую выходную мощность 100 Вт.

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

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

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

Последовательное комплексное сопротивление преобразовано в эквивалентную параллельную цепь, состоящую из активного сопротивления и реактивного элемента.

Если мнимая часть исходного сопротивления положительна, то параллельная цепь содержит индуктивность, если отрицательна — ёмкость. Такое преобразование необходимо для расчёта согласующих цепей методом матриц передачи.

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

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

$$\mathbf{T} = \mathbf{T}_z \cdot \mathbf{T}_s \cdot \mathbf{T}_l \cdot \mathbf{T}_s, \quad (1)$$

где $\mathbf{T}_z$ — параллельное включение сопротивления, $\mathbf{T}_s$ — прямое соединение («скачок волнового сопротивления»), $\mathbf{T}_l$ — согласующая микрополосковая линия.

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

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

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

Табл. 1

Усилитель	$Z_{\text{вх}}, \text{Ом}$	$Z_{\text{вых}}, \text{Ом}$
CMPA0530002S	50	$51,31 + j44,84$
MAPC-A1000	50	$13,1 - j1,8$
CG2H30070F	$4,57 - j2,15$	$4,34 - j1,73$

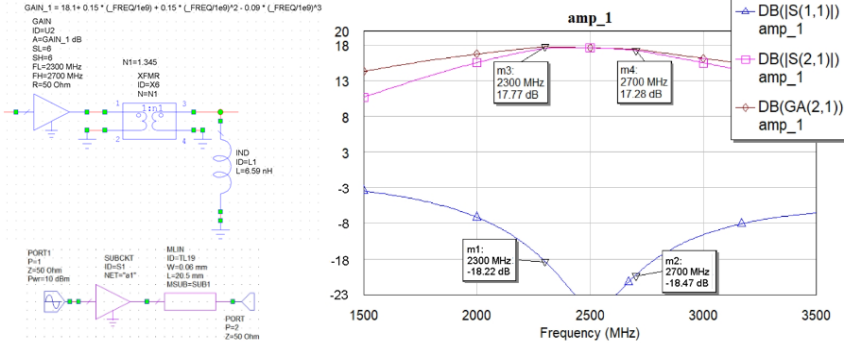


Рис. 2

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

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

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

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

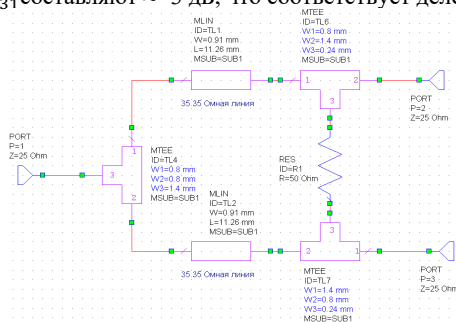


Рис. 3

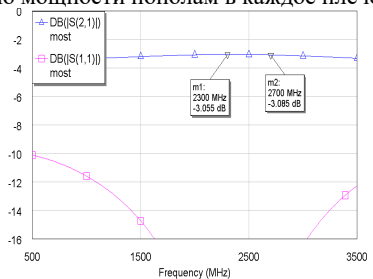


Рис. 4

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

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

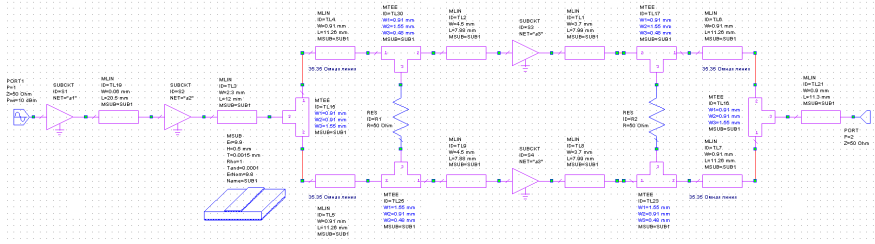


Рис. 5

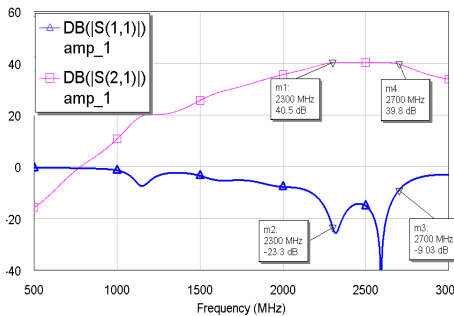


Рис. 6

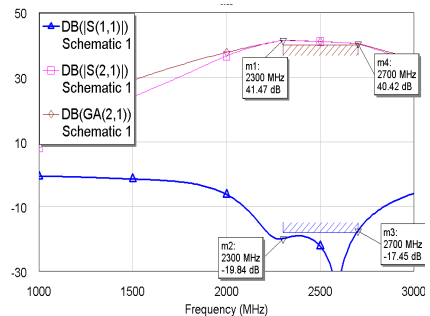


Рис. 7

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

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

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

К.А. Жуков¹⁾, В.Р. Закамов²⁾, А.С. Зайцева¹⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ Филиал АО «Корпорация «Комета» - «КБ Квазар»

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

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

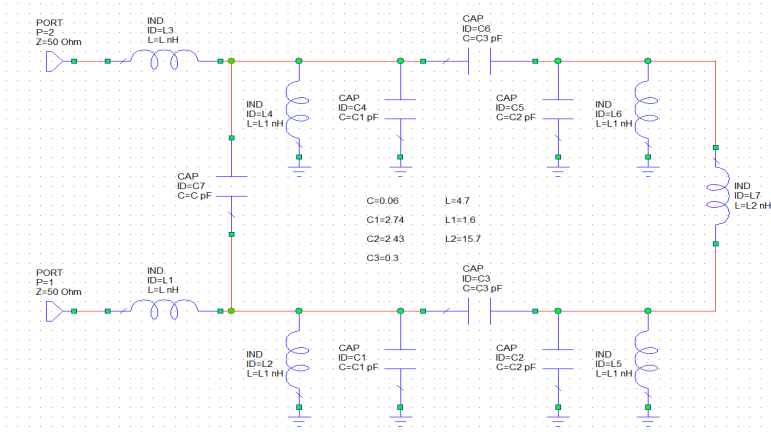


Рис. 1

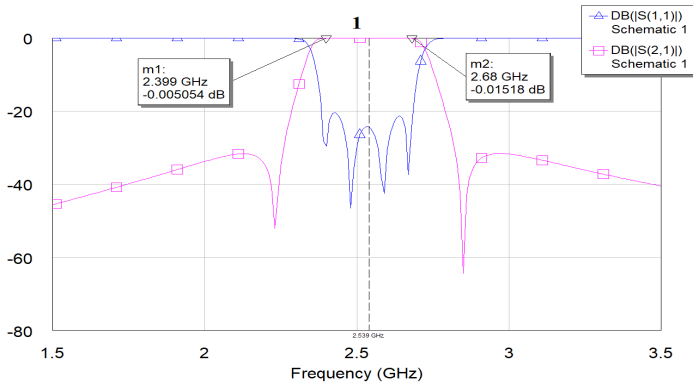


Рис. 2

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

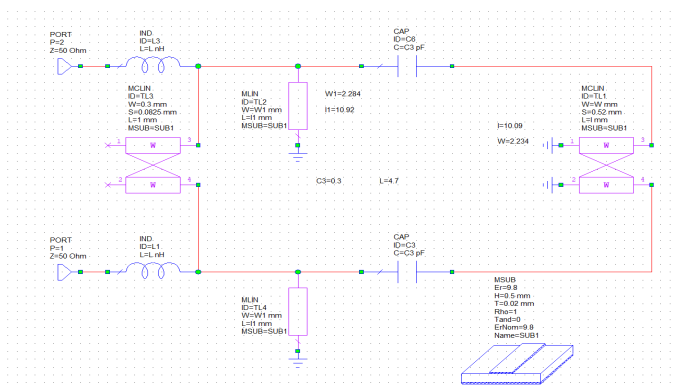


Рис. 3

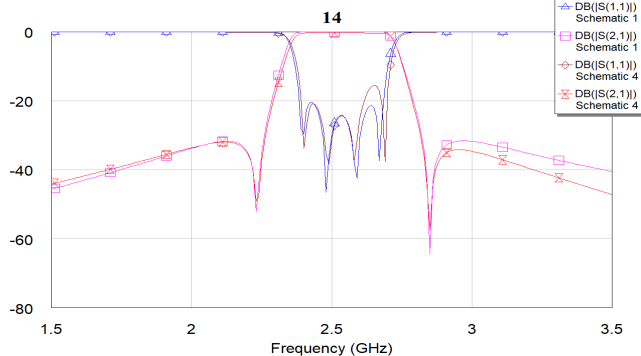


Рис. 4

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

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

Секция «Электродинамика»

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