

Труды XXIX научной конференции по радиофизике

**СЕКЦИЯ «ЭЛЕКТРОДИНАМИКА»**

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

## САМОМОДУЛЯЦИЯ ИНТЕНСИВНЫХ СВИСТОВЫХ ВОЛН В ДАКТЕ ПЛОТНОСТИ ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЫ В УСЛОВИЯХ РАЗВИТИЯ НИЗКОЧАСТОТНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

Н.А. Айдакина, М.Е. Гущин, И.Ю. Зудин, И.А. Елясина,  
С.В. Коробков, А.В. Стриковский

*ИПФ РАН*

В лабораторной замагниченной плазме стенда «Крот», используемого для моделирования активных экспериментов в ионосфере, в результате локального нагрева электронов импульсной высокочастотной накачкой свистового диапазона образуется вытянутый вдоль внешнего магнитного поля дакт с пониженной плотностью плазмы. При высоких мощностях, подводимых к антенне ( $P = 200$  Вт и выше), в дакте развивается неустойчивость, которая проявляется в интенсивных пульсациях плотности с уровнем до 10 %. Развитие неустойчивости сопровождается глубокой (до 100 %) самомодуляцией волны накачки, а также модуляцией пробных свистовых волн на других частотах, излученных в дакт. Исследованы амплитудно-временные характеристики низкочастотных пульсаций огибающей свистовых волн ( $f < 200$  кГц) в зависимости от индукции внешнего магнитного поля ( $B_0 = 50 - 270$  Гс) и концентрации плазмы ( $n_e = 10^{11} - 10^{12}$  см<sup>-3</sup>). Анализ экспериментальных результатов и численное моделирование показывают, что модуляция связана со сложной модовой структурой свистовых волн в дакте и обусловлена преимущественно пульсационными составляющими вариаций плотности при развитии неустойчивости.

Турбулентные явления, развивающиеся в плазме в интенсивных высокочастотных полях, могут существенным образом влиять на распространение низкочастотных (КНЧ – ОНЧ) радиоволн в околоземном космическом пространстве. Турбулентность магнитоактивной плазмы может проявляться, в том числе, в форме разномасштабных плазменных возмущений, вытянутых вдоль внешнего магнитного поля. В активных экспериментах глубокая модуляция излучения ОНЧ передатчиков наблюдалась на борту ИСЗ, пролетающих над областью искусственной ионосферной турбулентности (ИИТ), создаваемой при КВ нагреве ионосферы [1], а также над облаками выхлопа двигателей ракет [2].

Эффективным подходом к изучению явлений в космической плазме является их моделирование на лабораторных установках. Эффекты модуляции и самомодуляции низкочастотных волн наблюдались ранее в ходе модельных экспериментов по локальному нагреву лабораторной плазмы [3 – 6]. На крупномасштабном плазменном стенде «Крот» проводятся эксперименты, моделирующие влияние неустойчивости, развивающейся при импульсном нагреве замагниченной плазмы, на распространение радиоволн [3, 4]. Эксперименты, результаты которых представлены в данной работе, проводились в спокойной распадающейся плазме индукционного разряда в аргоне, концентрация плазмы  $n_e$  изменялась в пределах от  $10^{12}$  см<sup>-3</sup> до  $10^{11}$  см<sup>-3</sup>, индукция внешнего магнитного поля  $B_0 = 50 - 270$  Гс. Плазма нагревалась мощным (до  $P \sim 700$  Вт) и достаточно длинным ( $\tau = 0.2 - 1$  мс) ВЧ импульсом в свистовом диапазоне ( $f = 80 - 160$  МГц,  $f < f_{ce}$ ,  $f_{ce}$  – электронная циклотронная частота), подводимым к рамочной антенне с диаметром

7 см. Пробная волна ( $f=40$  МГц,  $P\sim 10$  мВт) возбуждалась рамочной антенной с диаметром 2 см и просвечивала возмущенную область. Регистрация пробных волн, волны накачки и возмущений плотности осуществлялась зондами [3, 4].

Как показали эксперименты, неустойчивость проявляется в интенсивных пульсациях плотности ( $\sim 10\%$ ) внутри дакта и сопровождается глубокой (до 100 %) модуляцией огибающей как волны накачки, так и пробных волн (рис. 1).

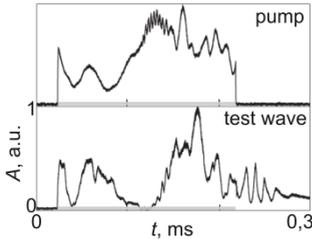


Рис. 1

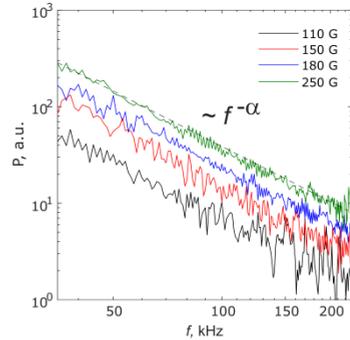


Рис. 2

Тот факт, что и волна накачки, и пробная волна испытывают приблизительно одинаковую модуляцию, свидетельствует о возможности описания модуляции как линейного электродинамического эффекта, развивающегося на фоне заданных возмущений параметров плазмы, что позволяет отделить задачу поиска механизма модуляции волн от задачи поиска механизма турбулизации плазмы.

На рис. 2 приведены спектры модуляции огибающей накачки, полученные при разных значениях индукции внешнего магнитного поля  $B_0$ . Модуляция волны накачки наблюдается в полосе частот  $f \lesssim 200$  кГц. Спектр пульсаций огибающей спадает по степенному закону, показатель степени  $\alpha = 2,5 - 3,5$ . Дополнительно для анализа огибающих использовался метод «мгновенного периода»: в сигнале огибающей выделялись квазигармонические фрагменты, по периоду которых рассчитывались мгновенные частоты пульсаций (рис. 3). Аналогичный подход для анализа сигналов использовался в работе [5]. На рис. 4 приведены зависимости мгновенных частот вариаций от  $B_0$  и от  $n_e$ .

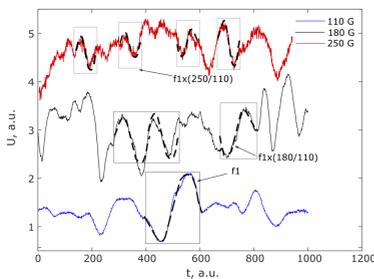


Рис. 3

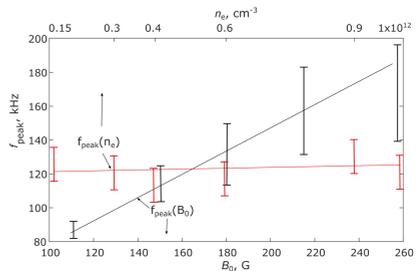


Рис. 4

Для определения механизма влияния мелкомасштабных неоднородностей, развивающихся в дакте плотности, на структуру поля и динамику волны накачки и пробных волн было выполнено численное 2D моделирование с использованием метода конечных разностей во временной области (FDTD) [8]. В ходе моделирования профиль плотности задавался соответствующим профилю дакта в эксперименте [4], мелкомасштабные неоднородности задавались случайным гауссовым распределением с фиксированным максимальным уровнем  $\Delta n_e/n_e$  (1 – 10 %), с последующей полосовой фильтрацией для выбора пространственных периодов в диапазоне 0.5 – 2 см [3,4]. Источники излучения задавались как 2D аналоги антенн в эксперименте [3,4].

Результаты, полученные в ходе расчетов, для полей накачки и пробных волн качественно совпадают. На рис. 5 приводится распределение амплитуды поля  $B_z$  в волне накачки (160 МГц) при распространении в дакте плотности в процессе его формирования [4] (0 мкс, 300 мкс, 600 мкс и 900 мкс). Точками отмечены амплитуды поля в двух близких областях пространства в разные моменты времени. Видно, что структура поля существенно меняется только на начальном этапе формирования дакта ( $t < 300$  мкс), далее распределение и амплитуда поля практически постоянны. На рис. 6 приводятся распределения поля  $B_z$  при распространении волн в дакте плотности без неоднородностей и с неоднородностями различной амплитуды  $\Delta n_e/n_e$  (1 – 10 %). На рис. 7 приводятся распределения поля  $B_z$  при заданном уровне возмущений плотности  $|\Delta n_e/n_e|_{\max} = 10\%$  для трех различных реализаций случайного распределения  $\Delta n_e(x)$ . Наличие неоднородностей внутри дакта изменяет структуру полей – «деформирует» структуру мод. Если предположить, что разные реализации  $\Delta n_e(x)$  отражают временной ход возмущений концентрации, то нестационарные вариации плотности должны приводить к соответствующей модуляции поля во времени. При этом в заданной точке пространства за счет изменения структуры поля во времени может быть зарегистрирована глубокая (до 100%) модуляция амплитуды сигнала.

Модель возбуждения турбулентности на данный момент находится в стадии разработки. Некоторые экспериментальные результаты [3, 4] позволяют предполагать, что возмущения плотности возникают в результате нелинейного взаимодействия квазиэлектростатических волн (или волн резонансного конуса), возбуждаемых вблизи антенны накачки, с плазмой [7].

Таким образом, модуляция волн накачки и пробных волн связана со сложной структурой свистовых мод в дакте с неоднородностями плотности и обусловлена пульсационными составляющими вариаций плотности. Соответственно, форма огибающей отражает временной ход концентрации, что может быть использовано в диагностических целях в лабораторной и ионосферной плазме. Наблюдаемые эффекты необходимо учитывать при планировании активных экспериментов в околоземной плазме, а также при интерпретации уже полученных данных по распространению КНЧ – ОНЧ волн в неоднородной ионосфере, в том числе в условиях развития ИИТ.

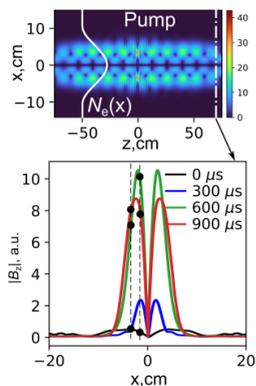


Рис. 5

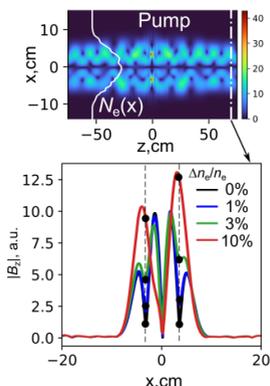


Рис. 6

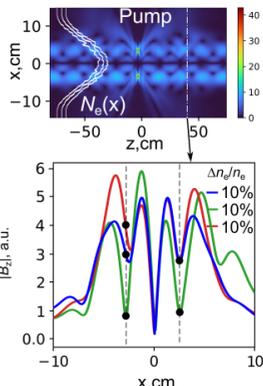


Рис. 7

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 24-12-00459).

- [1] Rapoport V.O., Frolov V.L., Polyakov S.V., Komrakov G.P., Ryzhov N.A., Markov G.A., Belov A.S., Parrot M., Rauch J.L. // *J. Geophys. Res.* 2010. Vol. 115. P. A10322.
- [2] Bernhardt P.A., Hua M., Bortnik J., Ma Q., Verronen P.T., McCarthy M.P., Hampton D.L., Golkowski M., Cohen M.B., Richardson D.K., Howarth A.D., James H.G., Meredith N.P. // *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2022. Vol. 127. P. e2022JA030358.
- [3] Фролов В.Л., Рапопорт В.О., Шорохова Е.А., Айдакина Н.А., Гушин М.Е., Зудин И.Ю., Коробков С.В., Костров А.В., Парро М., Рош Ж.-Л. // *Письма в ЖЭТФ.* 2015. Т. 101. С. 342.
- [4] Зудин И.Ю., Гушин М.Е., Стриковский А.В., Коробков С.В., Петрова И.А., Катков А.Н., Кочедыков В.В. // *Письма в ЖЭТФ.* 2022. Т. 116, № 1. С. 46.
- [5] Stenzel R.L. // *Phys. Fluids B.* 1991. Vol. 3. P. 2568.
- [6] Rossi G.D., Carter T.A., Seo B., Robertson J., Pueschel M.J., Terry P.W. // *J. Plasma Phys.* 2021. Vol. 87. P. 905870401.
- [7] Stenzel R.L., Gekelman W. // *Phys. Fluids.* 1977. Vol. 20. P. 108.
- [8] Zudin I.Y., Zaboronkova T.M., Gushchin M.E., Aidakina N.A., Korobkov S.V., Krafft C. // *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2019. Vol. 124, no. 6. P. 4739.

## ГЕНЕРАЦИЯ СУБФЕМТОСЕКУНДНЫХ УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ ТРЕХЦВЕТНЫМИ ИОНИЗИРУЮЩИМИ ПОЛЯМИ

И.Д. Ларюшин<sup>1,2)</sup>, А.А. Романов<sup>1,2)</sup>, Н.В. Введенский<sup>1,2)</sup>

<sup>1)</sup> ИППФ РАН

<sup>2)</sup> ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Источники субфемтосекундных ультрафиолетовых импульсов являются ключевым инструментом для высокоточных измерений, спектроскопии и управления сверхбыстрыми процессами в атомах, молекулах и твердых телах в их естественных временных масштабах [1, 2]. Одним из наиболее перспективных способов генерации сверхкоротких импульсов является использование нелинейностей в газах, в особенности ионизационной нелинейности [3–6]. При использовании многоцветного ионизирующего поля в спектре вторичного излучения появляется множество комбинаций центральных частот его квазимонохроматических компонент [4–6]. Как правило, эти вторичные компоненты имеют длительность, близкую к длительности ионизации газа [3, 5]. Для типичной (50 фс) ионизирующей накачки длительность ионизации составляет около 20 фс. Для низкочастотных спектральных компонент в среднем ИК-диапазоне такая длительность может соответствовать сверхкоротким (до субцикла) импульсам [5]. Однако для более высокочастотной УФ-области спектра длительность ионизации соответствует многим десяткам периодов поля.

В данной работе исследована возможность генерации субфемтосекундных УФ-импульсов тока свободных электронов с использованием двух- и трехцветных ионизирующих импульсов. Показано, что по сравнению с известными двухцветными схемами использование трехцветных импульсов позволяет получать УФ-импульсы, существенно более короткие, чем длительность ионизации. Такие трехцветные ионизирующие поля можно получить с использованием параметрического генератора света [7].

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. Мы рассчитываем плотность тока, возбуждаемого в образовавшейся плазме при ионизации газа, состоящего из атомов гелия, с использованием решения трехмерного нестационарного уравнения Шрёдингера в рамках одноэлектронного приближения (везде, если не указано иное, используются атомные единицы):

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

где  $\psi(r, t)$  — волновая функция наиболее активного электрона,  $V(r)$  — потенциал иона. Численное решение уравнения (3) производится с использованием разложения волновой функции по сферическим гармоникам с максимальным орбитальным

моментом  $l_{max} = 256$  и с радиальной границей, равной 200 ат. ед. [5]. Вблизи границы мы используем поглощающие слои, которые служат для предотвращения отражения решения от границы [6]. Размер поглощающего слоя составляет 50 атомных единиц. Потенциал  $V(r)$  найден на основе решения стационарных уравнений Кона — Шэма. Генерируемое излучение характеризуется спектром Фурье  $\vec{a}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \vec{a}(t) e^{i\omega t} dt$  дипольного ускорения атома  $\vec{a}(t)$ , который определяет производную по времени плотности электронного тока  $d\vec{j}/dt$ :

$$\frac{\partial \vec{j}}{\partial t} = -N_g \vec{a}, \vec{a} = -\vec{E} - \langle \psi | \nabla V | \psi \rangle, \quad (4)$$

где  $N_g$  — плотность газа.

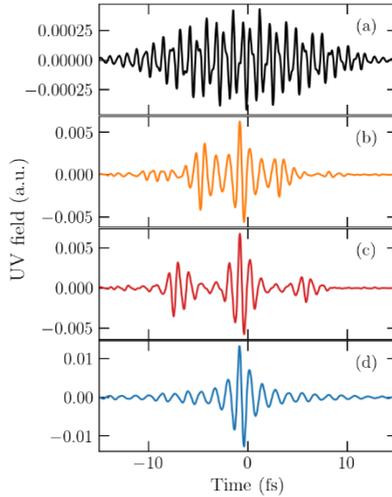


Рис. 1

На рис. 1 показаны временные зависимости УФ-поля, полученные с использованием (а) одноцветного поля; (б) двухцветного поля с соотношениями частот  $\omega_1: \omega_2 = 1: 0.4$ ; (с) двухцветного поля с соотношениями частот  $\omega_1: \omega_2 = 1: 0.6$ ; (д) трехцветного ионизирующего поля с соотношениями частот  $\omega_1: \omega_2: \omega_3 = 1: 0.6: 0.4$ , фазы  $\varphi_{1,2,3} = 0$ . Во всех случаях  $\omega_1$  соответствует длине волны  $\lambda_1 = 800$  нм, интенсивности  $I_1 = 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $I_{2,3} = 2 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>, FWHM длительность (полная ширина на полувысоте по интенсивности) составляет 20 фс. Временные профили УФ-импульсов получены с использованием спектрального фильтра  $d\vec{j}_{UV}/dt = -N_g/2\pi \int f(\omega)\vec{a}(\omega)e^{-i\omega t} dt$  с маской  $f(\omega)$ , соответствующей диапазону от 350 до 140

нм. Длительность УФ-импульса на панели (d) составляет примерно 1 фс. Как видно из рис. 1, использование двухцветных полей не дает существенного выигрыша в общей длительности генерируемых УФ-импульсов по сравнению с одноцветным случаем. Когда ионизирующее поле имеет более одной квазимонохроматической компоненты, во временном профиле генерируемого УФ-импульса появляются нелинейные биения, и каждое биение имеет длительность по полувысоте, близкую к 1 фс. В двухцветных полях, приведенных на рис. 1 (b, c), в обоих случаях период биений составляет 5 периодов  $\omega_{10}$ . При длине основной волны 800 нм это примерно 13 фс, и все главные максимумы, кроме центрального, оказываются подавленными за счет малой длительности ионизации. Однако в обоих случаях внутри длительности ионизации наблюдаются вторичные всплески, сопоставимые с главным по интенсивности. При использовании трехцветного поля с рассмотренными частотами удастся подавить вторичные всплески, выделить один ярко выраженный и тем самым сформировать субфемтосекундный УФ-импульс уже при длительности ионизирующего поля 20 фс. В случае двухцветных полей выделение одного нелинейного УФ-биения требует значительно более коротких длительностей накачки.

Таким образом, продемонстрировано, что использование трехцветного ионизирующего поля с основным компонентом и двумя более слабыми дополнительными компонентами, каждая из которых имеет интенсивность приблизительно 20% от интенсивности основного поля и отстроена от половинной гармоники основного поля на  $\pm 0.1\omega_1$ , позволяет генерировать субфемтосекундные импульсы в ультрафиолетовом диапазоне. Эти импульсы имеют форму огибающей, характеризующую четко определенным одиночным центральным периодом и быстро затухающими «хвостами». В этом состоит отличие от двухцветных полей, где схожие параметры дают последовательности импульсов, длящиеся на протяжении времени ионизации, которое существенно превышает длительность одиночного биения. Данный эффект приводит к необычайно коротким длительностям импульсов для указанных диапазонов частот, демонстрируя потенциал этого метода для продвижения приложений сверхбыстрой оптики и фотоники.

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

- [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] Введенский Н. В., Костин В. А., Ларюшин И. Д., Силаев А. А. // *Квант. электрон.* 2016. Т. 46. С. 419.
- [4] Mitrofanov A.V. et al. // *Optica.* 2020. Vol. 7. P. 15.
- [5] Силаев А. А., Костин В. А., Ларюшин И. Д., Введенский Н. В. // *Письма в ЖЭТФ.* 2018. Т. 107. С. 151.
- [6] Laryushin I., Romanov A. // *Photonics.* 2023. Vol. 10. P. 406.
- [7] Thiré N. et al. // *Appl. Phys. Lett.* 2015. Vol. 106. P. 091110.

## ИЗМЕРЕНИЕ ТОЛЩИНЫ БАРАБАННОЙ ПЕРЕПОНКИ ПО ДАННЫМ ОПТИЧЕСКОЙ КОГЕРЕНТНОЙ ТОМОГРАФИИ

А.Л. Скочилов, Е.Д. Суслова, П.А. Шлягин

*ИПФ РАН*

Оптическая когерентная томография (ОКТ) является одним из наиболее перспективных методов неинвазивной диагностики биологических тканей, позволяющих получать высокодетализированные изображения их внутренней структуры с микронным разрешением. Особый интерес представляет применение ОКТ для диагностики заболеваний уха, в частности для анализа структуры барабанной перепонки (БП), поскольку традиционные методы диагностики, такие как УЗИ или компьютерная томография, имеют ограничения в пространственном разрешении и не позволяют определять толщину БП с необходимой точностью. Напротив, ОКТ, обладающая продольным разрешением на уровне 10 мкм и не нуждающаяся в использовании транспортной среды, является хорошим кандидатом на роль метода, позволяющего определять толщину БП с точностью не хуже 10%.

Задача измерения толщины БП по данным ОКТ решалась несколькими группами [1-3], однако приводимый в каждой работе объём выборки позволяет в лучшем случае продемонстрировать принципиальную возможность подобных измерений, но не претендует на объективность исследований. Единственной на данный момент работой, в которой была произведена попытка проанализировать более 50 перепонок, является работа [4], выполненная в 2023 году в Нижнем Новгороде. Кроме того, эта работа является единственной, где авторы детально описывают алгоритм измерения толщины перепонки, что позволило обнаружить принципиальную ошибку, допущенную ими при анализе данных ОКТ. Опираясь на приблизительно одинаковый масштаб изображений по продольной и поперечной координате, авторы [4] оценивают геометрическую толщину БП как расстояние между её границами на изображении, что в свете технологии получения данных методом ОКТ является неприемлемым. Настоящая работа посвящена вопросу создания программы для анализа ОКТ изображений и измерению барабанной перепонки.

На рис. 1 представлено изображение, иллюстрирующее соответствие между реальной геометрией исследуемой среды и её ОКТ-изображением. Стрелками на рисунке показан ход зондирующего луча. Зондирующий луч преломляется на границах раздела сред в реальной геометрии, но на изображении ОКТ этого не происходит, поскольку изображение ОКТ строится строго вдоль зондирующего луча. Как следствие, изображение среды искажается, точка выхода зондирующего луча из перепонки В смещается относительно своего положения на реальном объекте, а определение значения толщины перепонки как длины отрезка  $AC'/n$ , где  $n$  – усреднённый показатель преломления БП, приводит к значительным ошибкам в сторону занижения значения измеряемой величины. Дополнительным фактором, не принятым во внимание авторами [4], является значительная изогнутость профиля БП, вследствие чего наклон её поверхности в плоскости, ортогональной плоскости изображения, оказывается за рамками используемой ими модели.

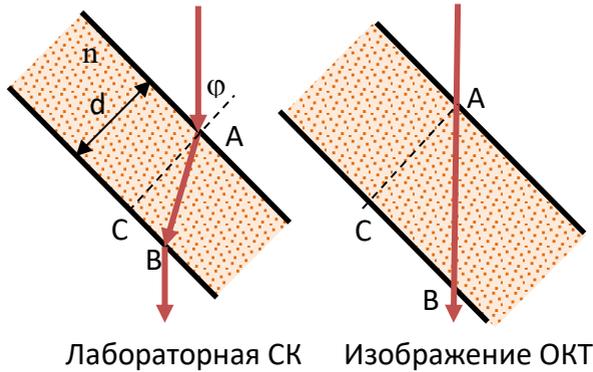


Рис. 1

Используя построение рис. 1, можно получить для геометрической толщины БП  $d$  выражение

$$d = \frac{AB}{n} \sqrt{1 - \left(\frac{\sin \varphi}{n}\right)^2}, \quad (1)$$

где  $AB$  – оптическая толщина исследуемой среды вдоль зондирующего луча, вычисляемая по изображению ОКТ,  $n$  – её усреднённый показатель преломления,  $\varphi$  - угол падения зондирующего излучения на поверхность среды.

Поскольку данные ОКТ представляют собой информацию о величине обратного рассеяния в зависимости от оптической задержки, возникающей в объектном плече интерферометра, угол падения зондирующего излучения на исследуемую поверхность может быть определён исходя из данных о положении этой поверхности в декартовом пространстве, ось  $z$  которого совпадает с оптической осью зонда, а оси  $x$  и  $y$  – с его быстрой и медленной осями сканирования. В этом случае формула (1) приобретает вид:

$$d = \frac{ab \cdot z_m}{n^2} \sqrt{\left( n^2 - 1 + \frac{1}{\left(\frac{\partial z}{\partial x} z_m\right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial y} z_m\right)^2 + 1} \right)}, \quad (2)$$

где  $(x, y, z)_m$  – размерные масштабные коэффициенты, определяющие размер элемента изображения ОКТ в реальном пространстве,  $\frac{\partial z}{\partial x}$  и  $\frac{\partial z}{\partial y}$  – частные производные функции

$z(x,y)$ , описывающей положение внешней границы БП на изображении ОКТ в безразмерных координатах,  $ab$  – безразмерная толщина БП вдоль зондирующего луча.

Полученное выражение было апробировано для вычисления толщины модельного объекта – акриловой пластины толщиной 0,7 мм, ориентированной под углом 30 градусов к оптической оси зонда. Плоскость наклона не ортогональна ни одной из плоскостей сканирования.

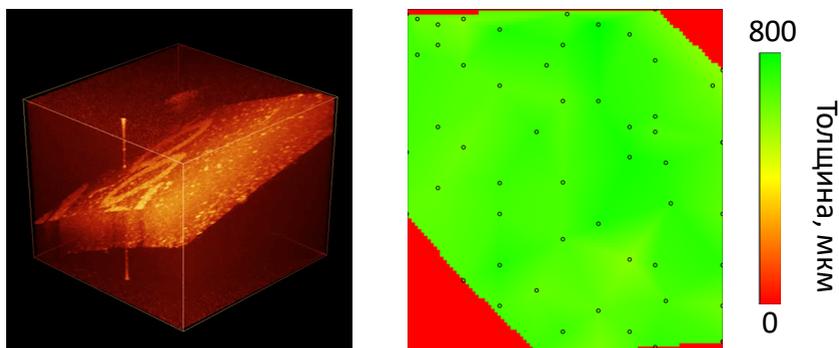


Рис. 2

На рис. 2 слева представлена проекция изображения ОКТ модельного объекта, собственные оси зонда ОКТ соответствуют выделенным на изображении граням куба. В правой части рис. 2 представлена цветовая визуализация вычисленной толщины модельного объекта. Вычисление производилось с использованием программного кода DrumScanPro для 50 точек поверхности с определением положения границы и угла наклона в ручном режиме. Разброс зарегистрированных таким образом значений составил  $\pm 10\%$ , что соответствует необходимой точности для проведения исследований клинического материала, но может быть существенно улучшено за счёт использования автоматизированных алгоритмов определения положения границы по данным ОКТ.

- [1] Pau H.W et.al. // Eur. Arch. Otorhinolaryngol. 2015. Vol. 272, no. 11. P. 3217.
- [2] Pande P. et.al. // J. Assoc. Res. Otolaryngol. 2016. Vol. 17, no. 5. P. 403.
- [3] Monroy G.L. et.al. // J. Biophotonics. 2017. Vol. 10, no. 3. P. 394.
- [4] Novozhilov A.A. et.al. // Opera Med. Physiol. 2023. Vol. 10, no. 1. P. 106.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИФРАКЦИИ ПЛОСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НА ЛИТОГРАФИЧЕСКОЙ МАСКЕ С ПОМОЩЬЮ ФИЗИЧЕСКИ-ОБУСЛОВЛЕННЫХ НЕЙРОННЫХ СЕТЕЙ

Е.В. Иванов, В.А. Еськин

*ННГУ им. Н.И. Лобачевского*

Ультрафиолетовая литография занимает центральное место в современных технологиях производства полупроводниковых чипов. Она позволяет создавать компактные и функциональные устройства благодаря использованию электромагнитного излучения с короткими длинами волн для нанесения сложных узоров на кремниевые пластины. Эти узоры зависят от особенностей освещения во время экспозиции. Световой рисунок на пластине формируется с помощью электромагнитного луча ультрафиолетового или мягкого рентгеновского диапазона частот, который отражается от фотошаблона, называемого маской (см. рис. 1). Однако из-за явлений дифракции и интерференции световой рисунок на маске не всегда точно соответствует узору на пластине. Чтобы добиться желаемого результата, для корректировки масок применяется многоступенчатая технология оптической коррекции. Одним из ключевых этапов этой технологии является расчёт электромагнитных полей в области расположения маски. При использовании стандартных вычислительных методов для выполнения таких расчётов требуются значительные вычислительные ресурсы, что существенно усложняет процесс производства.

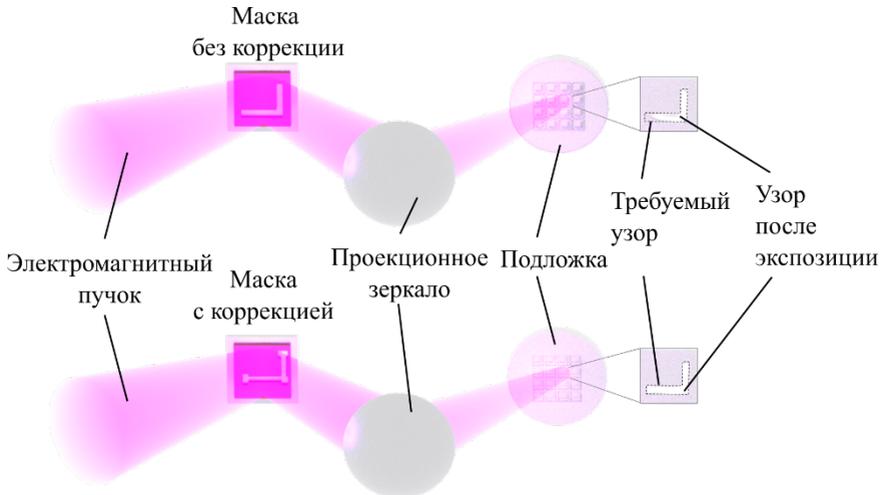


Рис. 1

Для ускорения электромагнитного моделирования были разработаны различные аппроксимирующие модели, такие как метод декомпозиции области и фильтрация в формате М3D. Однако эти модели отличаются высокой ресурсоёмкостью и зачастую не учитывают нелокальность электромагнитного взаимодействия. В последнее время было предпринято множество попыток смоделировать 3D-эффекты масок с помощью глубоких нейронных сетей, включая сверточную нейронную сеть [1] и U-net [2]. Эти подходы основаны на контролируемом обучении и требуют обширного набора данных. Однако они всё ещё занимают значительное время для обучения и не всегда обеспечивают требуемую точность решения и его обобщающую способность.

В данной работе мы представляем результаты применения физически-обусловленных нейронных сетей (physics-informed neural networks, PINN) [3,4] к решению задачи дифракции волн рентгеновского диапазона на литографической маске. Точность модели и время, необходимое для поиска решений ряда тестовых задач с помощью современных численных методов, сравниваются с решениями, полученными с помощью PINN. Основное внимание уделяется исследованию точности решений, предоставляемых этими искусственными нейронными сетями, для длин волн существующих [5] (13,5 нм) и перспективных [6] (11,2 нм) промышленных литографов.

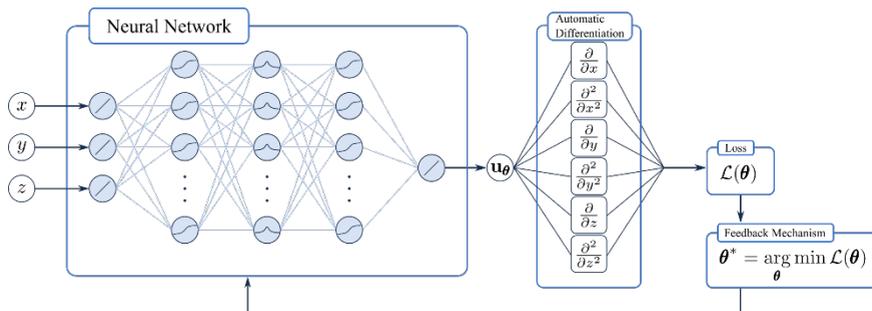


Рис. 2

В наших экспериментах использовалась полносвязная нейронная сеть прямого пространства с тремя скрытыми слоями, по 128 нейронов в каждом, с функцией активации — гиперболическим тангенсом. Схематическая диаграмма общего метода обучения физически-обусловленных нейронных сетей показана на рис. 2. Для PINN функция ошибки (невязка) формируется исходя из граничных условий и дифференциальных уравнений (в нашем случае это уравнения Гельмгольца), определяющих физический процесс. При минимизации этой невязки выход нейронной сети в пределе стремится к решению поставленной задачи.

Для оценки эффективности алгоритма было проведено сравнение решений, получаемых с помощью PINN, с решениями, демонстрируемыми методом конечных элементов (был использован FreeFEM++), для ряда тестовых задач, имеющих аналитические решения. В качестве таких задач рассматривалось распространение плоской монохроматической электромагнитной волны ТЕ-поляризации под углом  $45^\circ$  в

однородной среде, падение этой волны на плоскую границу двух сред или на диэлектрический слой. В качестве сред использовали свободное пространство и среду с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon = 4$ . Длина волны составляла 13,5 нм.

Табл. 1

Задача	FreeFEM++		PINN	
	Относительная $L_2$ ошибка	Время расчёта (с)	Относительная $L_2$ ошибка	Время обучения (с)
1. Однородная среда	$2,323 \cdot 10^{-3}$	3,467	$1,694 \cdot 10^{-4} \pm 5,3 \cdot 10^{-5}$	855
2. Граница раздела	$3,818 \cdot 10^{-3}$	3,385	$1,596 \cdot 10^{-3} \pm 7,9 \cdot 10^{-4}$	1532
3. Плоский слой	$8,085 \cdot 10^{-3}$	5,033	$5,507 \cdot 10^{-2} \pm 4,4 \cdot 10^{-3}$	1221

В табл. 1 представлены результаты решения тестовых задач различными методами. Относительная  $L_2$  ошибка показывает отклонение полученного решения от истинного по всем расчётным точкам. Как можно видеть, точность решения, полученного с помощью физически-обусловленной нейронной сети, не уступает точности метода конечных элементов. Несмотря на длительное время обучения, время инференса для всех задач крайне мало ( $1,17 \cdot 10^{-3}$ ), даже по сравнению со временем расчёта методом конечных элементов.

В качестве задачи дифракции волн рентгеновского диапазона на литографической маске была рассмотрена падающая под углом  $6^\circ$  монохроматическая волна TE-поляризации на маску, которая состоит из двух поглощающих слоёв TaBO и TaBN с отверстием в них, а также слоёв Ru, Mo и Si (см. левые панели рис. 3, на которых приведены действительные и мнимые части отношения  $k/k_0$  во всей расчётной области). Соответствующие слоям диэлектрические проницаемости и толщины слоёв даны в табл. 2 для рассматриваемых длин волн.

Табл. 2

Свойства слоя	$\lambda$ , нм	Среда				
		TaBO	TaBN	Ru	Mo	Si
$\varepsilon$	13,5	$0,86-i 0,08$	$0,86-i 0,07$	$0,79-i 0,03$	$0,85-i 0,01$	$1-i 0,004$
Толщина		10 нм	10 нм	2 нм	3 нм	4 нм
$\varepsilon$	11,2	$0,91-i 0,06$	$0,92-i 0,06$	$0,87-i 0,01$	$0,91-i 0,01$	$1,01-i 0,03$
Толщина		10 нм	10 нм	2 нм	2,49 нм	3,32 нм

На рисунке 3 (правые панели) показаны референсные решения (левые вставки), результаты обучения нейронной сети для этой задачи (средние вставки), и абсолютная разность между референсом и решениями с помощью PINN (правые вставки). Верхние рисунки соответствуют расчётам для длины волны 11,2 нм, нижние — для 13,5 нм. Референсные решения получены с помощью волноводного метода (см. [1,2]). Представленные результаты демонстрируют хорошую точность обученных нейронных сетей. Для длины волны 13,5 нм относительная  $L_2$  ошибка равна  $4,948 \cdot 10^{-2} \pm 5,2 \cdot 10^{-3}$ , а для длины волны 11,2 нм —  $8,889 \cdot 10^{-2} \pm 5,02 \cdot 10^{-3}$ . При этом существенно возросло время обучения в сравнении с тестовыми задачами до 2637 и 2790 секунд соответственно. Время инференса осталось прежним.

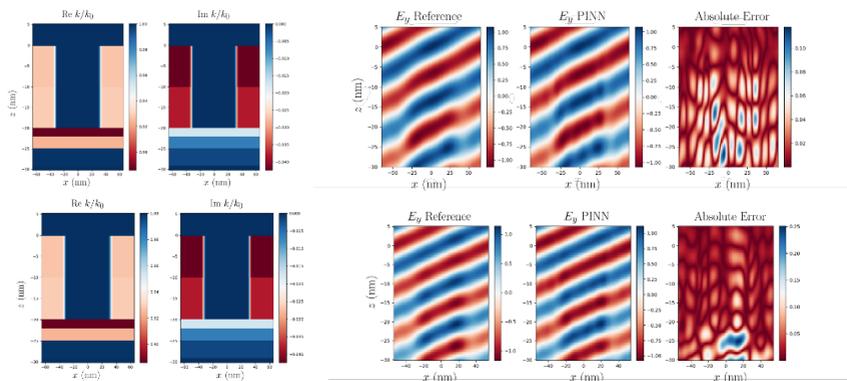


Рис. 3

Таким образом, в работе показано, что физически-обусловленная нейронная сеть, обученная для решения электромагнитных задач, может демонстрировать точность решений, не уступающую точности решений, полученных с помощью численных методов, основанных на методе конечных элементов. Установлено, что время обучения нейронных сетей для различных задач может существенно различаться, тогда как время инференса обученных нейронных сетей остаётся независимым от типа задач и существенно малым по сравнению со временем решения данных задач численными методами. Показано, что физически-обусловленная нейронная сеть, обученная для решения задачи дифракции электромагнитных волн рентгеновского диапазона частот на литографической маске, демонстрирует для относительно тонкой маски решения, пригодные по точности для инженерных расчётов и для оптимизации масок на длинах волн 13,5 и 11,2 нм.

- [1] Tanabe H., Jinguji A., Takahashi A. // Journal of Micro/Nanopatterning, Materials, and Metrology. 2024. Vol. 23, no. 1. P. 14201.
- [2] Medvedev V., Erdmann A., Roskopf A. // Proceedings of Computational Optics 2024. 2024. Vol. 13023. P. 19.
- [3] Raissi M., Perdikaris P., Karniadakis G.E. // Journal of Computational Physics. 2019. Vol. 378. P. 686.
- [4] Es'kin V.A., Davydov D.V., Egorova E.D., Malkhanov A.O., Akhukov M.A., Smorkalov M.E. // Doklady Mathematics. 2024. Vol. 110, no. 1. P. S172.
- [5] Yakshin A.E., Louis E., Görts P.C., Maas E.L.G., Bijkerk F. // Physica B: Condensed Matter. 2000. Vol. 283, no. 1. P. 143.
- [6] Чхало Н.И. // Микроэлектроника. 2024. Т. 53, № 5. С. 375.

Секция «Электродинамика»

Заседание секции проводилось 20 мая 2025 г.  
Председатель – А.В. Кудрин, секретарь – О.В. Мартынова.  
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.