

Труды XXIV научной конференции по радиофизике

СЕКЦИЯ «ЭЛЕКТРОДИНАМИКА»

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

ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ САМОСОГЛАСОВАННЫХ СТАЦИОНАРНЫХ ПЛАЗМЕННО-ВОЛНОВЫХ СТРУКТУР, ФОРМИРУЕМЫХ ПРИ ИОНИЗАЦИОННОМ САМОКАНАЛИРОВАНИИ КВАЗИЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН

Е.А. Широков

Институт прикладной физики РАН

Введение

Плазменно-волновой канал представляет собой область с повышенной концентрацией плазмы (плазменный дакт), вытянутую вдоль внешнего магнитного поля. Такой канал создаётся при ударной ионизации нейтрального газа или фоновой плазмы сильным электромагнитным полем излучающей антенны и поддерживается им, т. е. является самосогласованной плазменно-волновой структурой.

Впервые такие дакты были получены в лабораторных условиях [1]. В дальнейшем эксперименты по созданию и изучению таких неоднородностей ставились также в околоземной плазме с помощью антенн, установленных на ракетах [2].

Общая нелинейная теория плазменно-волновых каналов всё ещё не развита, однако были проанализированы отдельные вопросы, касающиеся их структуры и эволюции [3-5]. В данной работе рассматриваются азимутально-симметричные и однородные (вдоль магнитного поля) стационарные плазменно-волновые каналы, формируемые благодаря ионизации в нейтральном фоновом газе, в квазиэлектростатическом приближении в диапазоне частот $\Omega_{\text{ЛН}}^2 < \omega^2 \ll \omega_{\text{pe}}^2 \ll \omega_{\text{ce}}^2$, где $\Omega_{\text{ЛН}}$ – нижняя гибридная частота, ω_{pe} и ω_{ce} – плазменная и циклотронная частоты электронов соответственно.

Исходные уравнения и их анализ

Самосогласованные уравнения для электрического поля и концентрации электронов в ситуации, отвечающей самоканалированию квазиэлектростатических волн благодаря ударной ионизации в нейтральном фоновом газе, в рассматриваемом диапазоне частот в случае слабо ионизированной плазмы имеют вид [3]

$$\frac{d^2\psi}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\psi}{dr} - \mathcal{E}(1-n)\psi = 0, \quad \frac{d^2n}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dn}{dr} - n + n|\psi|^\beta = 0. \quad (1)$$

Здесь $\psi = h\Phi/E_p$ – безразмерная амплитуда электростатического потенциала $\Phi(\rho) \exp(ihz - i\omega t)$, $n = N/N_c$ – безразмерная концентрация плазмы, $r = \rho\sqrt{v_a/D_\perp}$ – отсчитываемая от оси канала (оси z) безразмерная координата поперёк магнитного поля, $\mathcal{E} = h^2 D_\perp / v_a$, $\beta = 16/3$, h – продольное волновое число, E_p – «пробойное» электрическое поле в плазме, N_c – критическая концентрация плазмы, v_a – частота диссоциативного прилипания, D_\perp – коэффициент поперечной диффузии, в данном случае определяемый столкновениями электронов с нейтральными молекулами. Здесь предполагается, что нагрев электронов является локальным и достаточно быстрым в масштабах характерной длины и времени изменения амплитуды электрического поля соответственно. Это предположение выполняется в широкой области параметров

разряда и позволяет ограничиться электродинамическим аспектом проблемы, не вдаваясь в детали кинетики элементарных процессов.

Будем решать систему уравнений (1) методом Рунге–Кутты. Поскольку слагаемые в левых частях имеют особенность при $r = 0$, для применения численного алгоритма необходимо задать граничные условия не в нуле, а при некотором малом (по сравнению с шагом сетки) радиусе $r = r_0$. Для этого в окрестности нуля, включающей точку $r = r_0$, представим функции $\psi(r)$ и $n(r)$ в виде

$$\psi(r) = \psi_0 - \psi_1 r^2, \quad n(r) = n_0 - n_1 r^2, \quad (2)$$

что соответствует их максимуму на оси плазменного дакта (предполагается, что $\psi_1 > 0$ и $n_1 > 0$). Тогда граничные условия имеют вид

$$\begin{aligned} \psi|_{r=r_0} &= \psi_0 - \psi_1 r_0^2, & n|_{r=r_0} &= n_0 - n_1 r_0^2, \\ d\psi/dr|_{r=r_0} &= -2\psi_1 r_0, & dn/dr|_{r=r_0} &= -2n_1 r_0. \end{aligned} \quad (3)$$

Поскольку в плазме канала концентрация выше критической и электрическое поле больше пробойного, то $\psi_0 > 1$ и $n_0 > 1$. При заданных параметрах ψ_0 , n_0 и \mathcal{E} значения ψ_1 и n_1 однозначно определяются путём подстановки выражений (2) в уравнение (1).

Будем искать такие решения системы (1) с граничными условиями (3), которые отвечают локализованному вблизи $r = 0$ плазменно-волновому каналу: соответствующая функция $\psi(r)$ знакопостоянна (по крайней мере, для значений r , превышающих некоторую пороговую величину) и стремится к нулю при $r \rightarrow \infty$, а функция $n(r)$ всюду положительна и тоже стремится к нулю при $r \rightarrow \infty$.

Результаты расчётов

Расчёты проводились при $n_0 = 2$. Отступ был выбран равным $r_0 = 0,001$, а шаг сетки $10r_0$. Для контроля точности расчёты проводились также методом Рунге–Кутты с адаптивным шагом сетки. Параметры \mathcal{E} и ψ_0 при расчётах изменялись, а параметры ψ_1 и n_1 рассчитывались для каждого случая. В соответствии с этим на плоскости (\mathcal{E}, ψ_0) были найдены три области (см. рис. 1), отвечающие различным видам решений: в области 1 при $r \rightarrow \infty$ функция $\psi(r)$ стремится к нулю и осциллирует, меняя знак, а функция $n(r)$ стремится к плюс бесконечности; в области 2 при $r \rightarrow \infty$ функция $\psi(r)$ стремится к минус бесконечности, а функция $n(r)$ стремится к нулю и осциллирует, меняя знак; в области 3 при $r \rightarrow \infty$ функция $\psi(r)$ стремится к плюс бесконечности, а функция $n(r)$ стремится к нулю и осциллирует, меняя знак.

Таким образом, во всех трёх областях решения системы уравнений (1) не имеют физического смысла. Поскольку, однако, в соседних областях характер найденных зависимостей (по крайней мере, какой-то одной из них) качественно отличается, то на границах между областями реализуется бифуркационный вид функций $\psi(r)$ и/или $n(r)$. Расчёты показывают, что обе функции положительны и стремятся к нулю при $r \rightarrow \infty$ в общей точке всех трёх областей (см. рис. 2, где красная и синяя линии соответствуют функциям $\psi(r)$ и $n(r)$). Ей отвечают примерные значения $\mathcal{E} = 13,1$ и $\psi_0 = 1,713$, которые соответствуют локализованному вблизи $r = 0$ плазменно-волновому каналу. Особенностью полученного решения является то, что с ростом r потенциал

спадают быстрее концентрации. Кроме того, потенциал (а значит, и квазиэлектростатическое поле) в основном локализован в области, где $n > 1$, или концентрация плазмы больше критической. Это соответствует дисперсионным свойствам квазиэлектростатических волн [6].

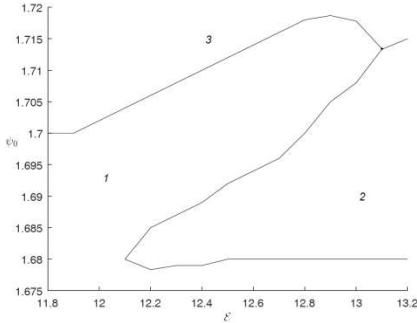


Рис. 1

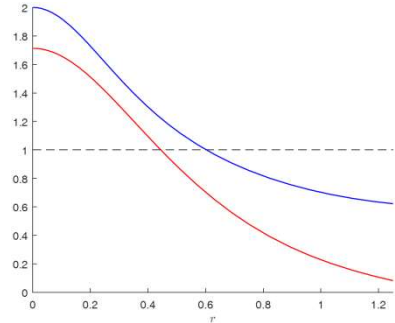


Рис. 2

Заключение

В работе найдено численное решение самосогласованной системы уравнений для электрического поля и концентрации электронов, отвечающее локализованному плазменному дакту, в котором каналируются квазиэлектростатические волны. Численно найдены параметры \mathcal{E} и ψ_0 , соответствующие такому решению.

Автор выражает признательность А.В. Кудрину и В.А. Миронову за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 16-12-10528).

- [1] Марков Г.А., Миронов В.А., Сергеев А.М. // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 29, № 11. С. 672.
- [2] Агафонов Ю.Н., Бабаев А.П., Бажанов В.С. и др. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15, № 17. С. 1.
- [3] Марков Г.А., Миронов В.А., Сергеев А.М., Соколова И.А. // ЖЭТФ. 1981. Т. 80, № 6. С. 2264.
- [4] Кудрин А.В., Курина Л.Е., Петров Е.Ю. // ЖЭТФ. 2001. Т. 119, № 6. С. 1118.
- [5] Широков Е.А., Чугунов Ю.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2016. Т. 59, № 1. С. 25.
- [6] Мареев Е.А., Чугунов Ю.В. Антенны в плазме. – Нижний Новгород: ИПФ АН СССР, 1991. 231 с.

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПОВЕРХНОСТНОГО ПЛАЗМОНА, ВОЗБУЖДАЕМОГО НА ФРОНТЕ ВОЛНЫ ПРОБОЯ, СОЗДАВАЕМОЙ СФОКУСИРОВАННЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ В ПРОЗРАЧНОМ ДИЭЛЕКТРИКЕ

В.Б. Гильденбург^{1, 2)}, И.А. Павличенко^{1, 2)}

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ Институт прикладной физики РАН

Поиск механизма, предопределяющего формирование регулярной периодической субволновой структуры внутри твердого прозрачного диэлектрика (плавленого кварца) при его облучении сериями лазерных импульсов [1], продолжает оставаться одной из нерешенных проблем в нанопотонике и физике взаимодействия лазерного излучения с веществом. Наноструктуры, образованные в объеме диэлектрика импульсами фемтосекундной длительности, уже широко используются в различных областях современной нанотехнологии и нелинейной оптики (см., например, [2] и цитируемую там литературу). Тем не менее, наглядная физическая модель, объясняющая периодичность плазменно-полевых структур, образующихся при оптическом пробое диэлектрика, и позволяющая рассчитать их наиболее важную характеристику – пространственный период, все еще отсутствует. В настоящей работе показано, что неустойчивость разряда по отношению к возбуждению «внутреннего» поверхностного плазмона, распространяющегося вдоль фронта волны пробоя, приводит к формированию периодической плазменной решетки, чей период оказывается близким к периоду экспериментально наблюдаемых структур в материале диэлектрика $(\sim(1/3 - 2/3)\lambda_s)$, где $\lambda_s = 560$ нм – длина волны в среде).

Используемая в работе физическая модель основана на следующих приближениях. Предполагается, что разряд поддерживается полем ТМ-волны, обладающей единственной поперечной по отношению к направлению распространения (вдоль оси z) компонентой магнитного поля, «распространяющейся» по заданной лучевой трубке с заданной площадью поперечного сечения. В рамках этого приближения, мы получаем возможность описать продольные изменения амплитуды из-за фокусировки лазерного импульса, одновременно отвлекаясь его от крупномасштабной поперечной неоднородности. Фактически рассматриваемая модель описывает эволюцию разряда, создаваемого сфокусированным гауссовым пучком, на его оси симметрии. Как известно, на динамику разряда в плавленом кварце могут оказывать существенное влияние присутствующие в нем сторонние включения, играющие роль очагов первичной ионизации (см., например, [3, 4]). Для качественного описания оптического пробоя такой среды была использована простая модель, в рамках которой предполагается, что ионизация происходит в объеме множества маленьких сфер с пониженным порогом ионизации, размеры и количество которых фиксированы. При таком подходе микроскопически неоднородную среду можно рассматривать как непрерывную гетерогенную среду, эффективная диэлектрическая проницаемость которой ϵ_{eff} определяется на основании известной теории Максвелла-Гарнетта объемной долей сфер f , плотностью плазмы N внутри них и эффективной частотой соударений ν (в расчетах использовались значения параметров $f = 0.3$, $\nu = 0.15\omega$, где $\omega = 2.4 \times 10^{15} \text{ c}^{-1}$ – частота поля). В уравнении баланса, описывающего эволюцию плотности плазмы, были учте-

ны процессы ионизации (многофотонной и лавинной) и рекомбинации. Кроме того, в это уравнение был введен дополнительный член («шумовой» источник ионизации), предназначенный для моделирования возникновения малых затравочных флуктуаций плотности плазмы, вызванных статистическим разбросом параметров дискретных включений в реальном разряде. Шумовой источник, генерирующий случайное пространственное распределение малых (менее 1%) начальных флуктуаций плотности, был задан как случайный набор достаточно большого числа (~ 100) синусоидальных гармоник со случайными периодами, фазами и направлениями волновых векторов. Составленная на основании указанных приближений система уравнений решалась численно. Для дополнительного упрощения модели граничные условия по поперечной координате x (сонаправленной с электрическим полем падающего импульса) считались периодическими с общим периодом в несколько длин волн в невозмущенном диэлектрике, значительно превышающим периоды пространственных гармоник возмущений. Фактически описываемая здесь модель является обобщением рассмотренных нами ранее моделей [5, 6], описывающих развитие плазменно-резонансной неустойчивости из единственной синусоидальной субволновой гармоники возмущения на случай, когда его спектр содержит множество произвольных случайных гармоник.

Численное моделирование проводилось при параметрах лазерного импульса, типичных для экспериментов по формированию нанорешеток в объеме плавленного кварца: интенсивность ионизирующего импульса в фокусе $I_{max} \sim 10^{13} - 10^{14}$ Вт/см², фокусное расстояние $l_F \sim 5.6\lambda_s$ (угол сходимости пучка $\theta = 10^\circ$), длительность импульса $\tau = 100$ фс. Вначале динамика разряда моделировалась в отсутствие флуктуаций. В этом случае общий сценарий развития разряда характеризуется образованием одномерной волны пробоя, которая возникает в области фокуса (расположенного при $z = 0$) и распространяется навстречу падающему импульсу (против оси z). Характер эволюции продольного профиля этой волны и максимальное значение плотности, достигаемое на ее фронте, зависят от интенсивности и значительно изменяются при прохождении через некоторые критические значения $I_1 = 2 \times 10^{13}$ Вт/см² и $I_2 = 2 \times 10^{13}$ Вт/см². На рис. 1 изображены моментальные снимки безразмерной плотности $n_0(z, t) = N(z, t)/(\epsilon_s N_c)$ ($\epsilon_s = 2.1$ – диэлектрическая проницаемость плавленного кварца, N_c – критическая плотность плазмы) в различные моменты времени и для различных значений интенсивности падающего импульса (а) $I_{max} = 1.5 \times 10^{13}$ Вт/см², (б) $I_{max} = 4 \times 10^{13}$ Вт/см², (в) $I_{max} = 10^{14}$ Вт/см². Зеленые, синие, красные и желтые кривые соответствуют последовательным моментам времени (а) $t = 0, 19, 53, 112$ фс, (б) $t = -32, -24, 18, 98$ фс, (в) $t = -56, -50, -32, 75$ фс. Красные кривые отвечают максимальным за время разряда значениям плотности. Лазерный импульс распространяется в направлении z слева направо; его максимум достигает фокуса при $t = 0$. При низких интенсивностях (рис. 1а), то есть при относительно низкой скорости ионизации, плотность плазмы в сферических плазмоидах не успевает достичь за время импульса соответствующего условию $\text{Re } \epsilon_{eff} = 0$ порогового значения концентрации N_{th} (отмеченного на рисунке пунктиром). В области $I_1 < I_{max} < I_2$ (рис. 1б) образуется тонкий (по сравнению с длиной волны) слой с надпороговой плотностью, профиль которого остается практически неизменным в

течение достаточно долгого времени: фактически с момента, когда плотность плазмы преодолевает пороговое значение ($t = -12$ фс, черная кривая), и до окончания процесса ионизации ($t = 70$ фс). Дальнейшее увеличение интенсивности (рис. 1в) снова приводит к расширению профиля плотности и уменьшению его максимума.

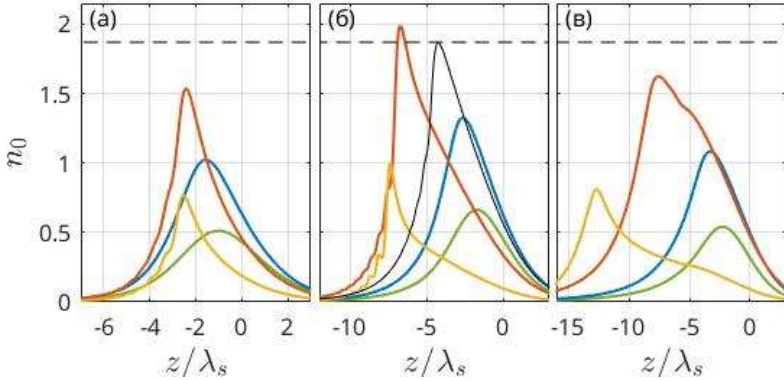


Рис. 1

Пространственно-временная эволюция разряда в присутствии флуктуаций, служащих затравкой для развития неустойчивости, проиллюстрирована здесь при значении интенсивности $I_{max} = 4 \times 10^{13}$ Вт/см², лежащего в представляющем наибольший интерес интервале интенсивностей (I_1, I_2), где максимальная плотность плазмы превышает пороговое значение. Отметим, что случайно расположенные плазмоиды на рисунках не показаны. Координаты таких плазмоидов не фигурируют в нашем рассмотрении; их размеры намного меньше характерного масштаба показанных распределений плотности. На рис. 2 изображены пространственные распределения флуктуаций плотности плазмы $\delta n = n - n_0$, демонстрирующие формирование регулярной периодической структуры при переходе плотности через пороговое значение. Панели (а), (б) и (в) отвечают моментам времени $t = -19, -12$ и -5 фс соответственно; черными кривыми показаны границы области, где плотность плазмы превышает пороговое значение. Именно после такого перехода появляется возможность для возбуждения поверхностного плазмона, распространяющегося вдоль границы слоя с надпороговой плотностью плазмы. Появление этого плазмона приводит к резонансному увеличению инкремента неустойчивости той пространственной гармоники возбуждения, чей волновой вектор совпадает с волновым вектором плазмона. Как видно из рис. 3, на котором изображена дальнейшая эволюция плотности плазмы в разряде ((а) $t = -5$ фс, (б) $t = -18$ фс, (в) $t = 45$ фс) быстрый рост выделенной гармоники приводит к сильному гофрированию фронта волны пробоя с периодом, равным длине волны плазмона $\sim 0.67\lambda_s$; из-за сильной модуляции амплитуды поля (и, следовательно, скорости ионизации) вдоль фронта разряд распадается на отдельные слои с надпороговой плотностью. Образуется контрастная периодическая структура, которая, по-видимому, и является первопричиной возникновения нанорешеток в объеме плавляемого кварца.

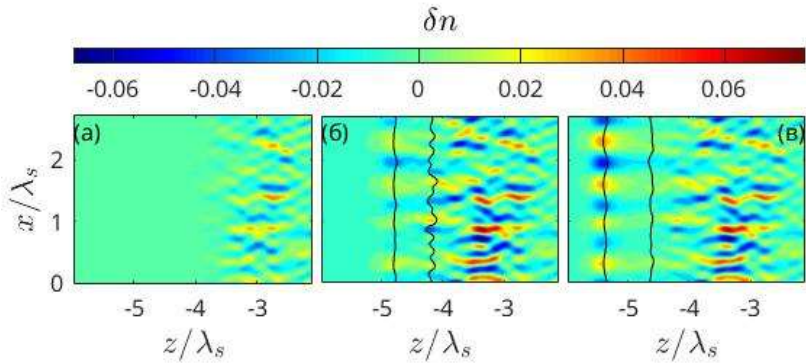


Рис. 2

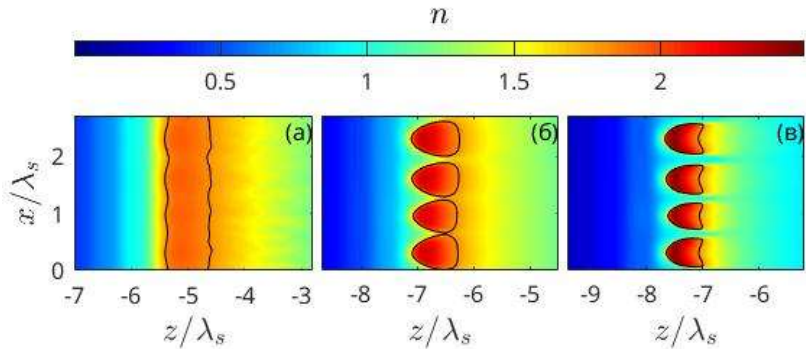


Рис.3

- [1] Shimotsuma Y., Kazansky P.G., Qiu, J., Hirao K. // Phys. Rev. Lett. 2003. Vol. 91. P. 247405.
- [2] Zhang B., Liu X., Qiu J. // J. Materiomics. 2019. Vol. 5. P. 1.
- [3] Buschlinger R., Nolte S., Peschel U. // Phys. Rev. B. 2014. Vol. 89. P. 184306.
- [4] Rudenko A., Colombier J.-P., Itina T.E. // Phys. Rev. B. 2016, Vol. 93. P. 075427.
- [5] Gildenburg V.B., Pavlichenko I.A. // Opt. Lett. 2019. Vol. 44. P. 2534.
- [6] Gildenburg V.B., Pavlichenko I.A., Smirnova D.A. // Phys. Plasmas. 2019. Vol. 26. P. 094502.

ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ИОНИЗАЦИИ ГАЗОВ ТРЕХЦВЕТНЫМИ ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

И.В. Осовицкая^{1,2)}, В.А. Костин^{1,2)}, Н.В. Введенский^{1,2)}

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ Институт прикладной физики РАН

Методы генерации терагерцового излучения, основанные на ионизации газов интенсивными фемтосекундными оптическими импульсами, позволяют получать мощные сверхширокополосные импульсы, спектр которых простирается от единиц терагерц до нескольких десятков терагерц [1, 2]. Как правило, эти лазерно-плазменные методы реализуются с использованием бихроматических ионизирующих импульсов, содержащих поле на основной частоте и его вторую гармонику. Одной из ключевых проблем в исследованиях генерации терагерцовых импульсов является поиск способов увеличения эффективности и яркости соответствующих источников терагерцового излучения за счет изменения свойств ионизируемой среды или параметров самих ионизирующих импульсов [1–6]. Последнее включает использование многоцветных (в частности, трехцветных) импульсов [4–6]. В настоящей работе мы представляем результаты исследования процессов генерации терагерцового излучения при ионизации газа трехцветными бесселевыми пучками, содержащими основное поле и его вторую и третью гармоники.

Для расчета параметров генерируемого терагерцового излучения используется двухстадийный подход [7–9], исходящий из малости характерной частоты f_{THz} генерируемого терагерцового излучения по сравнению с обратной длительностью ионизирующего импульса $1/\tau$: $f_{\text{THz}}\tau \ll 1$. На первой короткой (фемтосекундной) стадии оптический импульс ионизирует частицы газа и возбуждает в возникающей плазме электронные токи. На второй, более продолжительной (пикосекундной) стадии происходит самосогласованная эволюция этих электронных токов вместе с создаваемыми ими полями на терагерцовых частотах. Такое разделение позволяет на первой стадии пренебречь собственными (низкочастотными) плазменными полями и считать электрическое и магнитное поля заданными, а на второй стадии — считать поля и токи достаточно слабыми и пренебречь нелинейными слагаемыми в уравнении для электронного тока.

На первой стадии решаются уравнения для плотности плазмы $N(\mathbf{r}, t)$ и плотности электронного тока $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = (N_m - N)w(|\mathbf{E}|), \quad (1)$$

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

где e — элементарный заряд, m — масса электрона, c — скорость света, $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ и $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ — электрическое и магнитное поля, N_m — начальная плотность нейтральных частиц, $w(|\mathbf{E}|)$ — вероятность ионизации в единицу времени. В численных расчетах используется эмпирическая формула для атома водорода [10]

$$w(|\mathbf{E}|) = 4\omega_a \left(\frac{E_a}{|\mathbf{E}|} \right) \exp \left(-\frac{2}{3} \frac{E_a}{|\mathbf{E}|} - 12 \frac{|\mathbf{E}|}{E_a} \right),$$

где $\omega_a \approx 4.13 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$ и $E_a \approx 5.14 \cdot 10^9 \text{ В/см}$ — атомные единицы частоты и поля.

При решении системы уравнений (1) и (2) на первой стадии поля \mathbf{E} и \mathbf{B} считаются заданными и равными полям в трехцветном оптическом бесселевом пучке, определяемом магнитным вектором Герца

$$\Pi^m = \hat{\mathbf{y}} \int_{-\infty}^{\infty} A_\omega J_0(k_\perp r) e^{-i\omega\xi} \frac{d\omega}{2\pi},$$

где θ — угол фокусировки бесселева пучка, $k_\perp = \sin \theta \omega/c$ — поперечное волновое число, $\xi = t - z/V$ — бегущее время, $V = c/\cos \theta$ — фазовая скорость, r — расстояние до оси пучка (оси z декартовой и цилиндрической системы координат), J_0 — функция Бесселя нулевого порядка, $\hat{\mathbf{y}}$ — единичный вектор, направленный вдоль оси y , функция A_ω является Фурье-спектром компоненты вектора Герца на оси пучка и задает временной профиль ионизирующего импульса. При этом энергия ионизирующего импульса W_L , приходящаяся на единицу длины вдоль оси z , выражается через A_ω как

$$W_L = \frac{1 + \cos^2 \theta}{8\pi^2 c^2} \int_0^\infty \omega^3 |A_\omega|^2 d\omega.$$

В численных расчетах выбирается временной профиль трехцветного импульса с компактным носителем $[-2\tau, 0]$,

$$\Pi_y^m = \begin{cases} -\frac{\sqrt{8\pi c^3 I_0}}{\omega_0^2 \cos^2 \theta} \sin^4 \left(\frac{\pi\xi}{2\tau} \right) \sum_{k=1}^3 \frac{\alpha_k}{k^2} \cos(k\omega_0\xi + \psi_k) & \text{при } |\xi + \tau| < \tau, \\ 0 & \text{при } |\xi + \tau| \geq \tau, \end{cases}$$

где ω_0 — частота основной гармоники (соответствует длине волны $2\pi c/\omega_0 = 800 \text{ нм}$ в численных расчетах), I_0 — максимальная интенсивность поля основной гармоники ($k = 1$), α_k — отношение амплитуд напряженности электрического поля k -й и основной гармоник, ψ_k — абсолютная фаза k -й гармоники.

При достаточно малых углах фокусировки θ пространственное распределение плотности плазмы слабо зависит от азимутального угла φ и этой зависимостью можно пренебречь. Таким образом, плотность тока имеет дипольную структуру по φ так же, как и ионизирующее поле. В результате численного интегрирования системы уравнений (1) и (2) внутри цилиндрической области $r < a = \mu_0 c/\omega_0 \sin \theta$ находятся распределение плотности плазмы к моменту окончания импульса $\mathcal{N}(r) = N(r, \varphi = \pi/4, \xi = 0)$ и распределение остаточной плотности тока $\mathbf{J}(r, \varphi) = \mathbf{j}(r, \varphi, \xi = 0)$; здесь $\mu_0 \approx 2.405$ — первый ноль J_0 . Эти распределения используются как параметры и начальные условия для второй стадии, где решаются уравнения Максвелла совместно с линейными уравнениями для плотности электронного тока в холодной столкновительной плазме:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial \xi}, \quad \nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial \xi} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j},$$

$$\frac{\partial \mathbf{j}}{\partial \xi} + \nu \mathbf{j} = \frac{\omega_p^2}{4\pi} \mathbf{E},$$

где $\omega_p(r) = \sqrt{4\pi N(r)e^2/m}$ — плазменная частота, ν — частота столкновений электронов с тяжелыми частицами (равная $5 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ в численных расчетах). Для полей ставятся нулевые начальные условия $\mathbf{E}|_{\xi=0} = 0$ и $\mathbf{B}|_{\xi=0} = 0$. На границе $r = a$ расчетной области ставятся условия излучения в предположении, что вне области плазма отсутствует: $N(r > a) \equiv 0$. Получившаяся начальная задача посредством преобразования Лапласа по ξ сводится к краевой задаче для лапласовских изображений $\tilde{E}_z(r, p) \cos \varphi$ и $\tilde{B}_z(r, p) \sin \varphi$ продольного электрического и магнитного полей, где p — лапласовская переменная. Решение этой краевой задачи при $r = a$ позволяет рассчитать излученную на бесконечность энергию W_{rad} в терагерцовом диапазоне частот f на единицу длины вдоль оси z , а также ее спектральную плотность $w_{\text{rad}}(f)$: $W_{\text{rad}} = \int_0^{f_{\text{max}}} w_{\text{rad}}(f) df$. Здесь f_{max} — верхняя граница интересующего частотного диапазона (20 ТГц в расчетах),

$$w_{\text{rad}}(f) = \frac{c^2}{8f \sin^2 \theta} \frac{|\tilde{E}_z(a, p)|^2 + |\tilde{B}_z(a, p)|^2}{|K_1(\sin \theta pa/c)|^2} \Bigg|_{p=-2\pi if+0},$$

где K_1 — функция Макдональда первого порядка.

Описанные выше уравнения решались численно для начальной плотности нейтральных частиц $N_m = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, угла фокусировки $\theta = 10^\circ$ в широком диапазоне длительностей ионизирующего импульса $30 \text{ фс} \leq \tau_p = [4 \arcsin(2^{-1/8})/\pi] \tau \leq 200 \text{ фс}$ и интенсивностей основной гармоники $10^{14} \text{ Вт/см}^2 \leq I_0 \leq 5 \cdot 10^{14} \text{ Вт/см}^2$ при разных $\alpha_{2,3} \leq 1$, $\psi_1 = 0$. Достижимое к моменту окончания импульса распределение плотности плазмы $N(r)$ может сильно зависеть от ψ_2 и ψ_3 , что иллюстрирует рис. 1, где показаны поперечные распределения финальной степени ионизации $N(r)/N_m$ для $\tau_p = 35 \text{ фс}$, $I_0 = 10^{14} \text{ Вт/см}^2$, $\alpha_2 = 1/\sqrt{10}$, $\alpha_3 = 1/5$, сплошная кривая соответствует значениям $\psi_2 = 2.5$, $\psi_3 = 0$, пунктирная — $\psi_2 = 0.8$, $\psi_3 = 3.8$. На рис. 2 изображены соответствующие этим же параметрам спектральные плотности энергии $w_{\text{rad}}(f)$. Как видно, форма терагерцового спектра (центральная частота и ширина) также зависят от ψ_2 и ψ_3 . Таким образом, возможно управление спектром и волновой формой генерируемого излучения посредством изменения фазовой структуры ионизирующего трехцветного импульса, что открывает новые пути для создания мощных частотно-перестраиваемых терагерцовых источников на основе лазерно-плазменных методов.

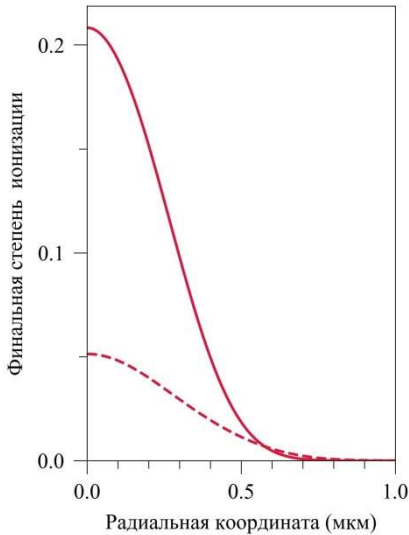


Рис. 1

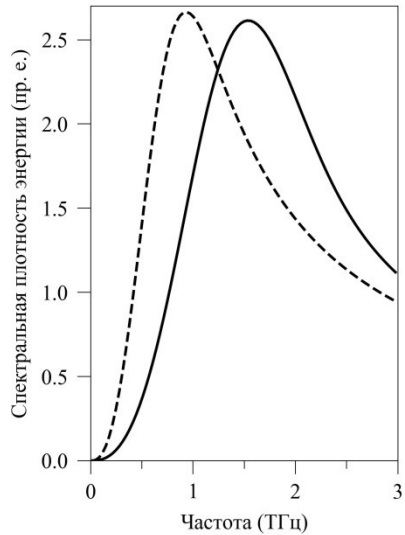


Рис. 2

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 18-02-01150 и 20-32-70213) и фонда «Базис» (грант № 19-1-2-52-1).

- [1] Koulouklidis A.D., Gollner C., Shumakova V., Fedorov V.Yu., Pugžlys A., Baltuška A., Tzortzakis S. // *Nature Commun.* 2020. Vol. 11. P. 292.
- [2] Clough B., Dai J., Zhang X.-C. // *Mater. Today.* 2012. Vol. 15. P. 50.
- [3] González de Alaiza Martínez P., Babushkin I., Bergé L., Skupin S., Cabrera-Granado E., Köhler C., Morgner U., Husakou A., Herrmann J. // *Phys. Rev. Lett.* 2015. Vol. 114. P. 183901.
- [4] Rodriguez G., Dakovski G.L. // *Opt. Express.* 2010. Vol. 18. P. 15130.
- [5] Lu C., Zhang C., Zhang L., Wang X., Zhang S. // *Phys. Rev. A.* 2017. Vol. 96. P. 053402.
- [6] Vaičaitis V., Balachninaite O., Morgner U., Babushkin I. // *J. Appl. Phys.* 2019. Vol. 125. P. 173103.
- [7] Gildenburg V.B., Vvedenskii N.V. // *Phys. Rev. Lett.* 2007. Vol. 98. P. 245002.
- [8] Kostin V.A., Vvedenskii N.V. // *Opt. Lett.* 2010. Vol. 35. P. 247.
- [9] Osovitskaya I.V., Kostin V.A., Vvedenskii N.V. // *EPJ Web of Conferences.* 2018. Vol. 195. P. 03007.
- [10] Tong X.M., Lin C.D. // *J. Phys. B.* 2005. Vol. 38. P. 2593.

ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МНОГОЦВЕТНЫХ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИМПУЛЬСОВ

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

¹⁾ *ННГУ им. Н.И. Лобачевского*

²⁾ *Институт прикладной физики РАН*

Лазерно-плазменные методы генерации терагерцового (ТГц) излучения позволяют получать мощные сверхширокополосные импульсы, спектр которых простирается от нескольких ТГц до нескольких десятков ТГц [1, 2]. Использование таких ТГц-импульсов существенно расширяет возможности спектроскопии и диагностики различных материалов и сред по сравнению с ТГц-импульсами, получаемыми другими методами [3]. Одной из ключевых проблем в исследованиях генерации ТГц-импульсов является поиск способов увеличения эффективности и яркости соответствующих источников ТГц-излучения за счёт изменения свойств ионизируемой среды или параметров самих ионизирующих импульсов [2, 4, 5]. Последнее включает использование многоцветных импульсов [4, 5] вместо традиционно используемых двухцветных. В работе [4] в условиях сравнительно невысоких значений интенсивностей ионизирующих импульсов, когда эффекты истощения нейтральных частиц не столь существенны, было получено, что последовательное добавление гармоник к основному полю значительно увеличивает плотность тока в образующейся плазме, отвечающего за генерацию ТГц-излучения. Однако важный вопрос о том, какие значения плотности ТГц-тока могут быть достигнуты при использовании более интенсивных многоцветных ионизирующих импульсов, соответствующих высоким значениям степени ионизации образующейся плазмы, до сих пор остается открытым.

В настоящей работе мы исследуем, как истощение нейтральных частиц ограничивает рост плотности ТГц-тока и, соответственно, возможности повышения яркости основанных на ионизации ТГц-источников за счет оптимизации волновой формы и интенсивности ионизирующих импульсов. Мы впервые находим плотность тока насыщения и отвечающую ей волновую форму ионизирующего импульса, позволяющую определить, в частности, оптимальные соотношения между амплитудами гармоник, образующих многоцветный ионизирующий импульс.

Энергия собственных плазменных колебаний, возникающих после прохождения ионизирующего импульса через среду, пропорциональна квадрату остаточной плотности тока (ОПТ) свободных электронов, возбуждаемой лазерным полем [6]. Для расчета ОПТ, возникающей в плазме после прохождения ионизирующего импульса с напряженностью электрического поля $\mathbf{E} = \mathbf{x}_0 E$, где \mathbf{x}_0 — единичный вектор вдоль оси x , мы используем уравнение [4, 6]

$$J_x = \frac{e^2 N_m}{m} \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma E dt = \frac{e^2 N_m}{m} \int_{-\infty}^{+\infty} \dot{\sigma} a dt. \quad (1)$$

Здесь $a = -\int_{-\infty}^t E(t') dt'$, e , m — заряд и масса электрона, N_m — начальная концентрация нейтральных частиц, σ — степень ионизации газа, рассчитываемая из уравнения

$$\dot{\sigma} = (1 - \sigma)w(|E|), \quad (2)$$

где $w(|E|)$ – вероятность ионизации в единицу времени под действием поля с напряженностью E . Мы рассматриваем лазерные импульсы в виде последовательного набора гармоник частоты $\omega_1 = 2\pi/T$, где T – период основной компоненты. Мы нашли аналитически максимальную ОПТ и отвечающее ей оптимальное поле $E_{\text{opt}}(t)$, такое, что $E_{\text{opt}}(|t| > \frac{T}{2}) = 0$, $\int_{-T/2}^{T/2} E_{\text{opt}}(t) dt = 0$ и $\int_{-T/2}^{T/2} dt \int_{-T/2}^t E_{\text{opt}}(t') dt' = 0$ при фиксированных T и конечной степени ионизации $\sigma_T = \sigma(T/2)$. Для аппроксимации вероятности ионизации степенной функцией $w(|E|) = C|E|^n$ при условии $n \gg 1$ выражение для оптимального поля принимает вид

$$E_{\text{opt}}(t) \approx \left(\frac{\sigma_T(1/|u| - 1)}{nC T} \right)^{\frac{1}{n}} \text{sign}(u), \quad (3)$$

где $u = 2\{t/T + 3/4\} - 1$, фигурные скобки обозначают дробную часть. Для произвольной зависимости вероятности ионизации от E выражение (3) также хорошо аппроксимирует оптимальное поле при использовании эффективного показателя степени $n = n_0(E_{\text{opt}}(t = 0))$, где $n_0(E) = Ew'(E)/w(E)$. При конечном числе цветов оптимальные отношения амплитуд компонент многоцветного импульса оказываются близкими к отношениям в конечном наборе коэффициентов разложения оптимального поля (3) в ряд Фурье. Для вероятности ионизации, задаваемой формулой [7, 8]

$$w(|E|) = \begin{cases} 4\omega_a \kappa^5 \frac{E_a}{|E|} \exp\left(-\frac{2\kappa^3}{3|E|}\right), & |E| < E', \\ 2.4\omega_a \frac{E^2}{\kappa^4 E_a^2}, & |E| \geq E', \end{cases} \quad (4)$$

где $\kappa = \sqrt{U_i/U_H}$, U_i – потенциал ионизации газа, $U_H = 13.6$ эВ – потенциал ионизации водорода, $\omega_a \approx 4.13 \times 10^{16} \text{ с}^{-1}$ – атомная единица частоты, $E_a \approx 5.14 \times 10^9 \text{ В/см}$ – атомная единица напряженности электрического поля, $E' \approx 0.084\kappa^3 E_a$, и для гауссовых огибающих компонент поля

$$E(t) = \exp\left(-\ln 4 \frac{t^2}{\tau_p^2}\right) \sum_{s=1}^K E_s \sin(s\omega_1 t + \varphi), \quad (5)$$

где E_s – максимальная амплитуда гармоники с номером s , мы находим максимальную остаточную плотность тока, производимую импульсом с K цветов, периодом T и длительностью τ_p в газе с потенциалом ионизации U_i :

$$J_K = 160 \left(1 - \frac{1}{K}\right)^2 \frac{U_i[\text{эВ}] N_m [10^{19} \text{ см}^{-3}] \lambda_1 [\text{мкм}] \text{ МА}}{\Lambda + 1.5 \ln(2\Lambda/3) \text{ см}^2}, \quad (6)$$

где $\Lambda = \ln(20 U_i[\text{эВ}] \tau_p[\text{фс}])$, λ_1 – длина волны основной гармоники.

Результаты численных расчетов J_K и их сопоставление с аналитической формулой (6) представлены на рис. 1. Различные маркеры отвечают различным длительностям τ_p ионизирующих импульсов и различным газам: водороду H с потенциалом ионизации U_H и аргону Ar с потенциалом ионизации $U_i = 15.76$ эВ, пунктирные кривые построены по аналитической формуле (6). Как видно, формула (6) хорошо описывает рост J_K с увеличением K (и его насыщение при $K \gg 1$), а также с увеличением U_i и уменьшением τ_p , демонстрируя отличное согласие с результатами численных расчетов в рассмотренном диапазоне параметров.

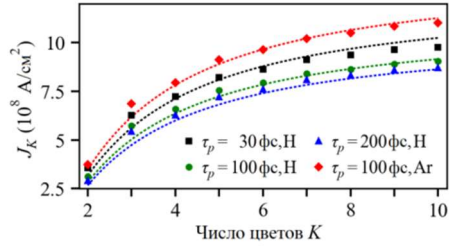


Рис. 1

Основные результаты работы состоят в следующем. Определены оптимальные отношения амплитуд компонент многоцветного ионизирующего импульса, состоящего из конечного набора гармоник основного поля, соответствующие максимально возможной амплитуде генерируемых терагерцовых колебаний. Показано, что зависимость терагерцовой амплитуды от числа гармоник насыщается, при этом использование только второй гармоники при оптимальных отношениях амплитуд производит терагерцовый выход примерно на порядок меньший максимального, а использование первых пяти гармоник позволяет получать выход примерно в 2 раза меньший максимального. Максимальная терагерцовая амплитуда прямо пропорциональна длине волны основной компоненты импульса, а также логарифмически медленно убывает с ростом длительности импульса.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 18-02-01150 и № 20-32-70213).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 18-02-01150 и № 20-32-70213).

- [1] Oh T.I., Yoo Y.J., You Y.S., Kim K.Y. // Appl. Phys. Lett. 2014. Vol. 105. P. 041103.
- [2] Koulouklidis A.D., Gollner C., Shumakova V., Fedorov V.Y., Pugžlys A., Baltuška A., Tzortzakis S. // Nature Commun. 2020. Vol. 11. P. 292.
- [3] Zhang X.C., Shkurinov A., Zhang Y. // Nature Photon. 2017. Vol. 11. P. 16.
- [4] González de Alaiza Martínez P., Babushkin I., et al. // Phys. Rev. Lett. 2015. Vol. 114. P. 183901.
- [5] Lu C., Zhang C., Zhang L., Wang X., et al. // Phys. Rev. A. 2017. Vol. 96. P. 053402.
- [6] Kostin V.A., Laryushin I.D., Silaev A.A., Vvedenskii N.V. // Phys. Rev. Lett. 2016. Vol. 117. P. 035003.
- [7] Bauer D., Mulser P. // Phys. Rev. A. 1999. Vol. 59. P. 569.
- [8] Wu H.-C., Meyer-ter-Vehn J., Sheng Z.-M. // New J. Phys. 2008. Vol. 10. P. 043001.

МНОГОЭЛЕКТРОННЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ГЕНЕРАЦИИ ВЫСОКИХ ГАРМОНИК ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В КСЕНОНЕ**А.А. Романов^{1, 2)}, А.А. Силаев^{1, 2)}, Т.С. Саранцева³⁾, М.В. Фролов³⁾,
Н.В. Введенский^{1, 2)}**¹⁾ *ННГУ им. Н.И. Лобачевского*²⁾ *Институт прикладной физики РАН*³⁾ *Воронежский государственный университет*

Генерация гармоник высокого порядка (ГГВП) в процессе взаимодействия интенсивных лазерных импульсов с газами характеризуется широким кругом практических приложений: генерация субфемтосекундных и аттосекундных импульсов, спектроскопия атомной и молекулярной структуры, исследование сверхбыстрых явлений в атомах, молекулах и твёрдых телах и т. д. Физический механизм ГГВП лазерного излучения качественно объясняется в рамках трёхшаговой модели: на первом шаге происходит ионизация атомов или молекул интенсивным полем, на втором шаге – ускорение свободных электронов в свободном пространстве, на третьем шаге – рекомбинация электронов на родительском ионе с излучением высокоэнергетичных фотонов в широком диапазоне энергий [1, 2]. В то время как на втором шаге определяющим является взаимодействие движущихся электронов с лазерным полем, вероятность ионизации и сечение рекомбинации сильно зависят от сорта и состояния атома или молекулы, что определяет как оптимальные режимы ГГВП, так и саму форму спектров ГГВП. При этом большую роль могут играть многоэлектронные эффекты, связанные с движением различных электронов в атоме или молекуле помимо наиболее активного электрона [3–6].

Характерным примером большого влияния многоэлектронных эффектов на этапе рекомбинации фотоэлектрона является гигантское усиление ГГВП в ксеноне, связанное с взаимодействием возвращающегося фотоэлектрона с внутренними электронами атома. Это усиление впервые было предсказано в работе [6] с использованием аналитической параметризации спектров ГГВП в рамках электронного волнового пакета, описывающего ионизацию и распространение фотоэлектронов в континууме, и дифференциального сечения фоторекомбинации. Экспериментальные измерения ГГВП спектров в ксеноне в режиме больших длин волн подтверждают существование гигантского (более чем в 10 раз) усиления выхода ГГВП вблизи 100 эВ [3, 4]. В связи с этим большую важность имеет разработка математических моделей, позволяющих исследовать физические причины, лежащие в основе гигантского усиления ГГВП в ксеноне.

В данной работе мы впервые проводим исследование ГГВП в ксеноне на основе метода функционала плотности (time-dependent density functional theory, TDDFT). Основной этого метода являются нестационарные уравнения Кона–Шэма для атомных орбиталей с гамильтонианом, включающим энергию взаимодействия электронов друг с другом, с лазерным полем и с ядром атома (здесь и далее используется атомная система единиц, в которой $|e| = \hbar = m = 1$, где \hbar – приведённая постоянная Планка, $e = -|e|$ – заряд, m – масса электрона):

$$i \frac{\partial}{\partial t} \psi_n(\mathbf{r}, t) = \hat{H} \psi_n(\mathbf{r}, t), \quad (1)$$

$$\hat{H} = -\frac{1}{2} \nabla^2 - \frac{N}{r} + zE(t) + V_{ee}[\rho(\mathbf{r}, t)]. \quad (2)$$

Здесь $\psi_n(\mathbf{r}, t)$ – волновая функция n -ной орбитали Кона–Шэма, $N=54$ – число электронов в атоме ксенона, $E(t)$ – направленное вдоль оси z электрическое поле лазерного импульса, $\rho(\mathbf{r}, t)$ – электронная плотность, $V_{ee}[\rho(\mathbf{r}, t)]$ – потенциал электрон-электронного взаимодействия. Электронная плотность связана с орбиталями Кона – Шэма равенством

$$\rho(\mathbf{r}, t) = 2 \sum_{n=1}^{N/2} |\psi_n(\mathbf{r}, t)|^2. \quad (3)$$

Потенциал электрон-электронного взаимодействия состоит из потенциала Хартри

$$V_H[\rho(\mathbf{r}, t)] = \int d^3 r' \frac{\rho(\mathbf{r}', t)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \quad (4)$$

и обменно-корреляционного потенциала V_{xc} , для задания которого используется приближение LB94 [7]. Начальное состояние орбиталей Кона–Шэма отвечает основному состоянию атома, описываемому стационарными орбиталями $\psi_{n,0}(\mathbf{r})$:

$$\hat{H}_0 \psi_{n,0}(\mathbf{r}) = E_n \psi_{n,0}(\mathbf{r}), \quad (5)$$

$$\hat{H}_0 = -\frac{1}{2} \nabla^2 - \frac{N}{r} + V_{ee}[\rho_0(\mathbf{r})], \quad (6)$$

где E_n есть энергия связи n -ной орбитали.

Применяя теорему Эренфеста к системе уравнений Кона–Шэма находится переменное дипольное ускорение $a(t)$, направленное вдоль оси z :

$$a(t) = -NE(t) - N \int d^3 r \frac{z}{r^3} \rho(\mathbf{r}, t). \quad (7)$$

Выход ГТВП $R(\omega)$ на частоте ω определяется соответствующей компонентой фурье-спектра дипольного ускорения:

$$R(\omega) = |a_\omega|^2 / 2\pi c^3, \quad a_\omega = \int a(t) e^{i\omega t} dt, \quad (8)$$

где c – скорость света в вакууме.

Нами была разработана вычислительная программа для решения уравнений (1)–(4) с начальными условиями (5), (6) на многопроцессорном вычислительном кластере. Особенностью этой программы является применение неравномерной сетки вдоль радиальной координаты r , сгущающейся при приближении к ядру. Это позволяет точно описать волновые функции орбиталей Кона–Шэма вблизи ядра, где полная потенциальная энергия имеет асимптотику $-54/r$. В остальном, численный метод решения уравнений (1)–(4) полностью совпадает с тем, что использовался в работе [5]. Для ускорения расчётов орбитали на 1–3-й оболочках являются замороженными.

ми, т.е. $\psi_n(\mathbf{r}, t) = \psi_{n,0}(\mathbf{r})$, а орбитали на 4-й и внешней 5-й оболочках являются активными. Замораживание орбиталей на 1–3-й оболочках не приводит к изменению рассчитываемых физических величин, поскольку энергия связи этих орбиталей существенно больше энергии взаимодействия с внешним полем и с орбиталями на 4-й и 5-й оболочках, локализованных на существенно больших пространственных масштабах.

С использованием разработанной программы удалось рассчитать спектр ГГВП в ксеноне на основе решения уравнений Кона–Шэма для лазерного поля $E(t) = E_0 f(t) \cos(\omega_0 t)$, с интенсивностью $E_0^2 I_a = 1.9 \times 10^{14}$ Вт/см² (где I_a есть атомная интенсивность), длиной волны $\lambda = 2\pi c/\omega_0 = 1.8$ мкм и огибающей $f(t)$, содержащей 2 периода постоянной амплитуды и 2 периода включения и выключения. Полученный спектр ГГВП показан на рисунке тонкой голубой линией. Спектр содержит осцилляции с периодом, равным удвоенной частоте лазерного поля ω_0 , усреднение которых по масштабу $5\omega_0$ показано на рисунке толстой голубой линией. Также на рисунке чёрной линией показан экспериментальный спектр, полученный в работе [3] для таких же значений интенсивности и длины волны лазерного импульса.

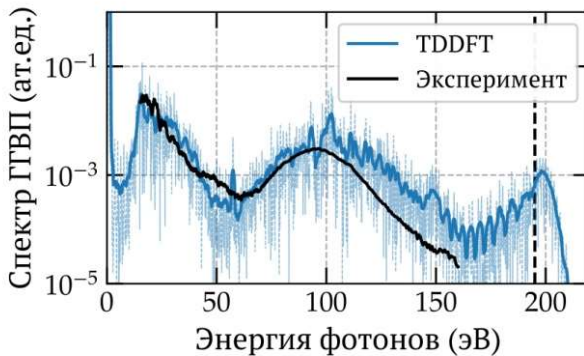


Рис.

Спектры ГГВП, полученные на основе численного расчёта и эксперимента качественно согласуются друг с другом, что указывает на то, что метод функционала плотности является подходящим инструментом для исследования многоэлектронных корреляций, имеющих место на этапе рекомбинации фотоэлектрона. Усреднённая по нескольким гармоникам спектральная интенсивность, полученная на основе метода функционала плотности, содержит область гигантского усиления с максимумом при $\omega \approx 100$ эВ. В области частот ниже гигантского усиления спектры имеют минимум при $\omega \approx 60$ эВ и узкую область предпорогового усиления вблизи частоты $\omega \approx 20$ эВ. Низкочастотный максимум является характерным для многих атомов инертных газов (ксенона, аргона, криптона) [3–6] и вызван предпороговым усилением сечения фотоионизации наиболее активной внешней p орбитали [5, 6]. В области частот выше гигантского усиления численный спектр имеет выраженный минимум при $\omega \approx 160$ эВ, и при повышении частоты спектральная интенсивность плавно растёт вплоть до частоты отсечки при $\omega \approx 200$ эВ. Частота отсечки согласуется с классической

оценкой края «плато» (отмеченной вертикальной пунктирной линией на рисунке) $\omega_c = I_p + 3.17U_p$, где $U_p = E_0^2/4\omega_0^2$ есть пондеромоторная энергия и $I_p = 12.1$ эВ есть экспериментально известный потенциал ионизации атома ксенона, близкий к энергии связи наиболее активной $5p_0$ орбитали $E_{5p} = 12.8$ эВ, получаемой на основе решения уравнений (5), (6). В области края плато спектральная интенсивность, получаемая на основе численного расчёта, увеличивается с частотой, что связано с плавным ростом сечения фоторекомбинации в данной области частот [8]. В то же время спектральная интенсивность, полученная в эксперименте, быстро падает при частотах выше 100 эВ, что может быть связано с влиянием макроскопических эффектов распространения излучения в среде: рассогласованием фаз между лазерным импульсом и генерируемым излучением, дефокусировкой и других [9].

Работа выполнена при поддержке Совета по грантам Президента Российской Федерации (проект № МК-1849.2020.2), РФФИ (проекты № 18-02-01150 и 20-32-70213) и фонда «Базис» (грант № 19-1-2-52-1).

- [1] Krausz F., Ivanov M. // *Rev. Mod. Phys.* 2009. Vol. 81. P. 163.
- [2] Corkum P.B. // *Phys. Rev. Lett.* 1993. Vol. 71. P. 1994.
- [3] Shiner A.D., Schmidt B.E., Trallero-Herrero C., Wörner H. J., Patchkovskii S., Corkum P.B., Kieffer J.C., Légaré F., Villeneuve D.M. // *Nat. Phys.* 2011. Vol. 7. P. 464.
- [4] Trallero-Herrero C., Jin C., Schmidt B., Shiner A., Kieffer J., Corkum P., Villeneuve D., Lin C., Légaré F., Le A.-T. // *J. Phys. B.* 2011. Vol. 45. P. 011001.
- [5] Romanov A.A., Silaev A.A., Frolov M.V., Vvedenskii N.V. // *Phys. Rev. A.* 2020. Vol. 101. P. 013435.
- [6] Frolov M.V., Manakov N.L., Sarantseva T.S., Emelin M.Y., Ryabikin M.Y., Starace A.F. // *Phys. Rev. Lett.* 2009. Vol. 102. P. 243901.
- [7] van Leeuwen R., Baerends E.J. // *Phys. Rev. A.* 1992. Vol. 49. P. 2421.
- [8] Kutzner M., Radojević V., Kelly H. // *Phys. Rev. A.* 1989. Vol. 40. P. 5052.
- [9] Arpin P., Popmintchev T., Wagner N., Lytle A., Cohen O., Kapteyn H., Murnane M. // *Phys. Rev. Lett.* 2009. Vol. 962. P. 143901.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМООПТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В КРИСТАЛЛАХ $\text{Cr}^2\text{:ZnSe}$ И $\text{Cr}^2\text{:CdSe}$

О.В. Мартынова¹⁾, С.В. Курашкин²⁾, А.П. Савикин¹⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ИХВВ РАН им. Г.Г. Девярых

Тепловые искажения, возникающие в активных элементах твердотельных лазеров в процессе генерации, оказывают существенное влияние на энергетические характеристики лазера, диаграмму направленности излучения, а также на распределение интенсивности излучения в поперечном сечении лазерного пучка.

При воздействии продольной накачки на активную среду внутри нее образуется неоднородное распределение температуры, что, в свою очередь, вызывает изменение показателя преломления активной среды за счет его зависимости от температуры и изменения параметров кристаллической решетки вследствие механической деформации. Для моно- и поликристаллических сред ZnSe и CdSe , широко применяемых при изготовлении активных элементов лазеров среднего ИК-диапазона, тепловые искажения существенно влияют на процесс генерации, вследствие высокого значения термооптической постоянной dn/dT для этих материалов ($70 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ для ZnSe и $98 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ для CdSe).

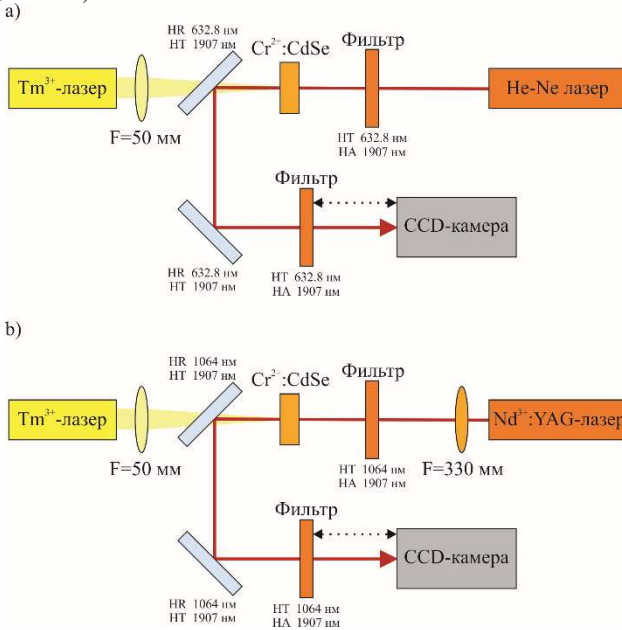


Рис. 1

Данная работа посвящена экспериментальному определению силы тепловых линз, которые образуются внутри активных элементов Cr:ZnSe и Cr:CdSe при продольной накачке непрерывным тулиевым волоконным лазером.

На рис. 1 представлены оптические схемы эксперимента по определению фокусного расстояния термолинзы в активных элементах Cr:ZnSe(a) и Cr:CdSe(b). Нагрев кристаллов осуществлялся волоконным тулиевым лазером, работающим на длине волны 1907 нм. Излучение лазера подавалось сквозь линзу с фокусным расстоянием $F=50$ мм и поворотное дихроичное зеркало. Радиус перетяжки пучка тулиевого лазера на поверхности кристалла приблизительно равнялся 300 мкм. С противоположной стороны на кристалл подавался луч зондирующего лазера, который отражался от дихроичного зеркала и затем регистрировался с помощью CCD-камеры Pulnix TM 7CN. При этом лучи зондирующего лазера и лазера накачки были совмещены. В случае Cr:ZnSe в качестве зондирующего источника использовался He-Ne лазер. Так как кристалл Cr:CdSe непрозрачен в видимом диапазоне, то для этого материала в качестве зондирующего использовался Nd:YAG лазер с продольной диодной накачкой, излучение которого дополнительно коллимировалось линзой с фокусным расстоянием $F=330$ мм.

В ходе работы при помощи CCD-камеры определялось поперечное распределение плотности мощности излучения зондирующего пучка. Положение самой камеры менялось вдоль направления распространения излучения, и, таким образом, характеристики пучка измерялись в зависимости от расстояния от кристалла. В случае кристалла Cr:ZnSe матрица камеры располагалась на расстоянии около 335-345 мм от исследуемого образца. Так как величина тепловой линзы в кристалле Cr:CdSe значительно выше, чем в Cr:ZnSe, то в этом случае CCD-камера располагалась на расстоянии 125-135 см от кристалла. Кроме положения камеры в ходе эксперимента варьировалось значение мощности накачки.

В результате проведенных измерений были получены серии изображений поперечного распределения излучения зондирующего лазера. На рис. 2 показаны снимки пучков, соответствующих различным значениям мощности накачки, полученные при фиксированном положении камеры относительно кристалла Cr:ZnSe. На рис. 3 показаны измеренные аналогичным образом снимки пучков, полученные для Cr:CdSe. Все изображения выполнены в одинаковом масштабе 6×6 мм. На каждом изображении указаны значения подаваемой на образец мощности накачки в момент измерения.

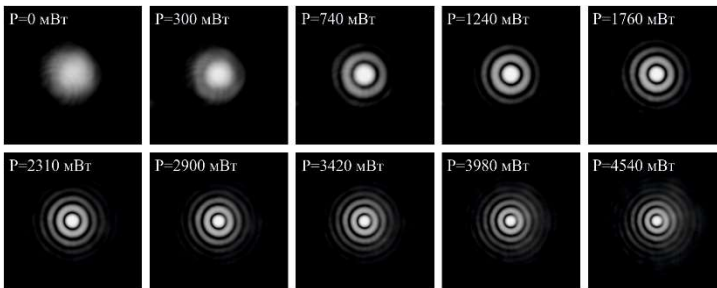


Рис. 2

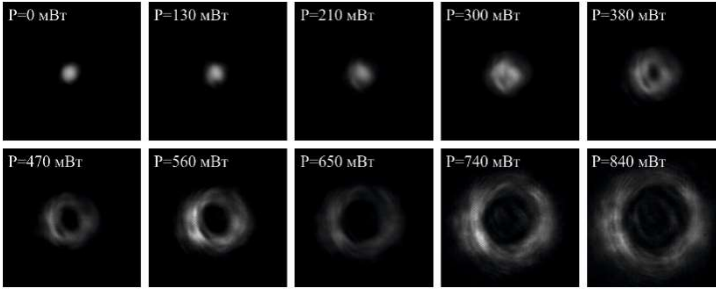


Рис. 3

При численном анализе полученных данных зондирующий пучок рассматривался как гауссов, что соответствовало действительности в случае He-Ne лазера и являлось серьезным допущением в случае Nd:YAG лазера. В результате при помощи метода матричной оптики [1] были определены зависимости радиуса зондирующего пучка от расстояния между кристаллом и плоскостью измерения (матрицей CCD-камеры) (рис. 4).

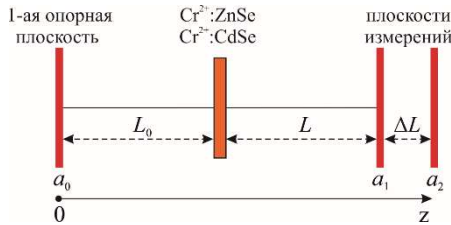


Рис. 4

Радиус пучка в произвольном сечении L в зависимости от фокусного расстояния тепловой линзы F определялся по формуле:

$$a_F(L, F) = a_0 \sqrt{(1 - L_0/F)^2 + (L_0 + L(1 - L_0/F))^2 \frac{\lambda^2}{\pi^2 a_0^4}}, \quad (1)$$

где L – расстояние между кристаллом и плоскостью измерения, F – фокусное расстояние тепловой линзы в кристалле, λ – длина волны излучения зондирующего источника, a_0 – радиус пучка зондирующего источника в теоретической 1-ой опорной плоскости, где его волновой фронт является плоским, L_0 – расстояние от опорной плоскости до исследуемого образца. Параметры L_0 и a_0 определялись по расходимости и радиусу зондирующего пучка в отсутствии нагрева из системы уравнений:

$$\begin{aligned} a_1 &= a_0 \left[1 + \left(\frac{\lambda(L_0+L)}{\pi a_0^2} \right)^2 \right]^{1/2}, \\ a_2 &= a_0 \left[1 + \left(\frac{\lambda(L_0+L+\Delta L)}{\pi a_0^2} \right)^2 \right]^{1/2}, \end{aligned} \quad (2)$$

где a_1 и a_2 – определяемые экспериментально радиусы пучка в произвольных плоскостях, соответствующих L и $L + \Delta L$.

По формуле (1) были построены семейства теоретических кривых $a_F(L, F)$, которые затем были сопоставлены с результатами измерений. Если экспериментальная зависимость для фиксированного значения мощности накачки совпадала с теоретической зависимостью $a_F(L, F_{det})$, то принималось, что при данном значении мощности значение тепловой линзы внутри кристалла соответствует F_{det} . Подбором параметра F_{det} были определены зависимости фокусного расстояния тепловой линзы внутри кристаллов Cr:ZnSe (рис. 5а) и Cr:CdSe (рис. 5б) от падающей мощности накачки.

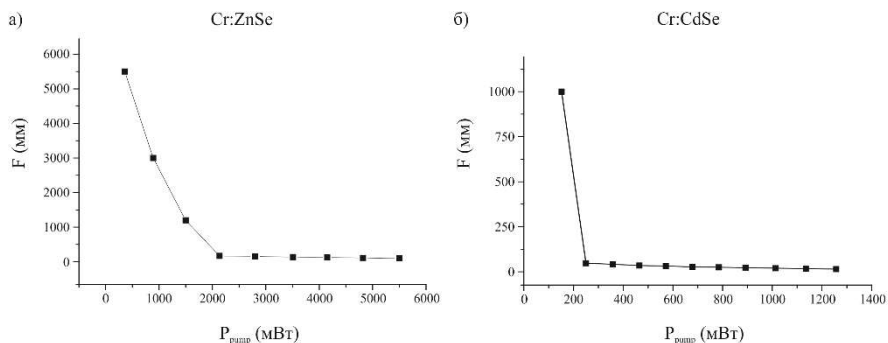


Рис. 5

Полученные результаты хорошо согласуются с теоретическими расчетами, выполненными в работе [2]. Важно отметить, что сила тепловой линзы в кристалле Cr:CdSe существенно выше, чем для Cr:ZnSe при аналогичных условиях, что необходимо учитывать при проектировании лазерных систем на основе данной активной среды.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 18-72-10046).

- [1] Джеррард А., Бёрч Дж.М. Введение в матричную оптику. – М.: Мир, 1978, 341 с.
- [2] Константинов А.Ю., Мартынова О.В., Зиновьев А.П. // Изв. вузов. Радиофизика. 2017. Т. 60, № 8. С. 751.

К ВОПРОСУ ОБ ОПТИМАЛЬНОЙ ОБРАБОТКЕ МНОГОМОДОВОГО СИГНАЛА В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОМ ВОЛНОВОДЕ

И.А. Заболотный¹⁾, А.И. Малеханов^{1,2)}

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ Институт прикладной физики РАН

В работе исследуется эффективность пространственной обработки (по критерию коэффициента усиления) акустического многомодового сигнала в случайно-неоднородном канале при наличии изотропного шума на входе линейной горизонтальной антенной решетки (АР). Для модели канала с заданным профилем скорости звука выполнено численное моделирование выигрыша АР при различных значениях параметров, характеризующих сценарий (условия) приема полезного сигнала в случайно-неоднородном волноводе. Показано значительное различие достигаемой величины выигрыша в зависимости как от метода обработки сигналов, так и условий их приема.

Пространственная обработка детерминированного многомодового сигнала

Распространение низкочастотного звукового поля в морской среде имеет совершенно другой характер, чем в свободном пространстве, что необходимо учитывать при анализе работы приемных АР. Хорошо известно, что в океане существует подводный звуковой канал (ПЗК), характеризуемый профилем скорости звука в зависимости от глубины. Остановимся в дальнейшем анализе на рассмотрении простейшей модели изоскоростного ПЗК с акустически мягкой поверхностью и абсолютно жестким дном. Наиболее важным аспектом задачи является демонстрация влияния модовой дискретизации пространственных спектров волновых полей сигнала на эффективность их пространственной обработки. Спектр продольных волновых чисел в таком канале является сильно-неэквидистантным.

Выражение для продольных волновых чисел в канале с глубиной H имеет вид [1]

$$h_m = \sqrt{k^2 - b_m^2} = k \sqrt{1 - \left(\frac{\pi}{kH}\right)^2 \left(m - \frac{1}{2}\right)^2}, \quad (1)$$

где k – волновое число (для заданной частоты), b_m – поперечное волновое число, номер моды $m = 1, \dots, M \leq \left[\frac{2H}{\lambda}\right] + 1$.

Предполагается, что горизонтальная приемная АР состоит из N элементов с одинаковым межэлементным расстоянием $d = \lambda/2$ и размещена на некоторой глубине z . Точечный ненаправленный источник полезного сигнала размещен на глубине z_0 на расстоянии r от центра АР и имеет угол пеленга θ_s . Введем коэффициент затухания α_m , вызванный взаимодействием звука с дном и рассеянием в другие моды. Амплитуды сигнальных мод зависят как от координат источника, так и от эффектов распространения (затухания мод, эволюции модового спектра по трассе).

Сигнальное поле на входе n -ого элемента АР определяется выражением [1]

$$S_n = -\frac{2}{H} \sum_{m=1}^M \left(\frac{2\pi}{h_m r}\right) \sin(b_m z) \sin(b_m z_0) \exp(-\alpha_m r) \times \quad (2)$$

$$\times \exp\left\{i\left(h_m r + \frac{\pi}{4}\right)\right\} \exp(ih_m x_n \sin\theta_s).$$

Коэффициент усиления фазированной антенной решетке (ФАР) определяется как отношение выходного отношения сигнал-шум (ОСШ) к входному:

$$G_0 = \frac{\mathbf{W}^+ \mathbf{R}_s \mathbf{W}}{\mathbf{W}^+ \mathbf{W}} / \sum_{m=1}^M I_{Sm}, \quad (3)$$

где I_{Sm} – интенсивность m -ой моды, \mathbf{R}_s – матрица пространственной корреляции сигнала, \mathbf{W} – амплитудно-фазовое распределение, сопряженное с падающей из угла прихода сигнала θ_s плоской волной с волновым числом k .

В случае оптимальной обработки выражение для выигрыша имеет вид

$$G_{opt} = \frac{\mathbf{S}^T \mathbf{S}^*}{\sum_{m=1}^M I_{Sm}}. \quad (4)$$

При моделировании выбраны следующие значения параметров задачи: глубина канала $H = 150$ м; длина волны $\lambda = 6$ м; число элементов АР $N = 64$; заглубление источника сигнала составляет $z_0 = 40$ м; заглубление приемной АР $z = 20$ м. Расстояние между источником сигнала и АР есть $r = 10000$ м.

На рис. 1 показана угловая зависимость выигрыша ФАР и АР с оптимальной обработкой. При угле прихода сигнала $\theta_s = 0,79$ рад выигрыш ФАР равен только $G_0 = -10$ дБ, выигрыш АР с оптимальной обработкой равен $G_{opt} = 27$ дБ. Фактически, ФАР в такой ситуации теряет способность корректно оценить направление на источник полезного сигнала из-за «распыпания» принимаемого сигнала на отдельные плоские волны, отвечающие модам дискретного спектра с волновыми числами вида (1).

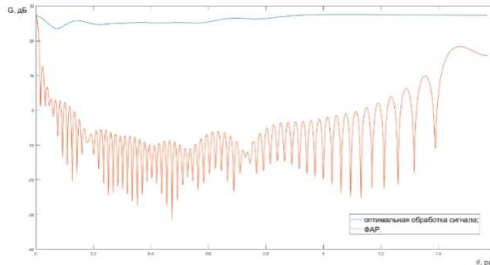


Рис. 1

Моделирование пространственной обработки частично-когерентного многомодового сигнала

Средние мощности сигнала и белого шума на входе единичного элемента АР суть соответственно σ_s^2 и σ_n^2 . Выигрыш ФАР будет записан как

$$G_0 = \sigma_s^{-2} \sigma_n^2 \frac{W^+ R_s W}{W^+ R_n W}, \quad (5)$$

где $R_s = \langle SS^+ \rangle$, $R_n = \langle nn^+ \rangle$ – матрицы пространственной когерентности сигнала S и белого шума соответственно на входе АР, $\langle \dots \rangle$ – означает усреднение по времени. При распространении сигнала сквозь случайно-неоднородную среду матрицу пространственной когерентности можно представить в виде:

$$\begin{aligned} R_s &= \sigma_s^2 G_s K_s G_s, \\ R_n &= \sigma_n^2 I, \\ K_{s(mn)} &= |\sin(b_m z_0) \sin(b_n z_0) \sin(b_m z) \sin(b_n z)| \times \\ &\times \exp\{-r(\alpha_m + \alpha_n)\} \exp\left\{-\frac{(m-n)^2}{\Delta^2}\right\} \exp\{i(h_m - h_n)r\}, \end{aligned} \quad (6)$$

где I – единичная матрица, G_s – фазовая матрица, элементы которой представляют собой $G_{s(mn)} = \exp\{ih_m d(n-1)\sin\theta_s\}$, K_s – матрица взаимных корреляций модовых амплитуд, Δ – масштаб межмодовых корреляций.

Для определения выигрыша в случае метода линейной оптимальной обработки необходимо решить задачу по поиску собственных значений λ_i и собственных векторов матрицы $R_n^{-1} R_s$ [2, 3]:

$$G_{LIN} = \sigma_s^{-2} \sigma_n^2 \lambda_1. \quad (7)$$

Оптимальный квадратичный метод осуществляется путем формирования оптимальной весовой матрицы $A = W^+ W$. Определение выигрыша G_{QUA} достигается через решение задачи на собственные значения λ_i и собственные векторы матрицы $R_n^{-1} R_s$. При этом выигрыш можно записать через собственные значения:

$$G_{QUA} = \sigma_s^{-2} \sigma_n^2 \sqrt{\sum_i \lambda_i^2}. \quad (8)$$

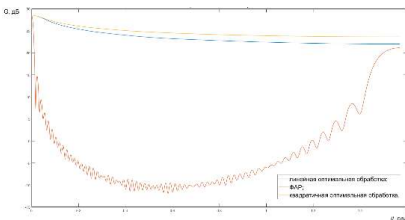


Рис. 2

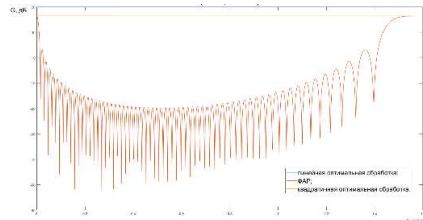


Рис. 3

Эффективность приемной АР как пространственного фильтра входных сигналов зависит от их спектральных и когерентных свойств. При дальнем распространении в реальной среде возбужденное излучателем волновое поле претерпевает множественные искажения волнового фронта, связанные со случайными

неоднородностями в самой среде или на её границах, что в результате может привести к ослаблению когерентности сигнала [4]. Таким образом, при работе АР в случайно-неоднородной среде когерентные свойства принимаемого антенной сигнала становятся принципиальными, поскольку масштаб пространственной когерентности волнового поля может быть меньше размера АР.

На рис. 2 показана угловая зависимость выигрыша ФАР, АР с линейной оптимальной обработкой и АР с квадратичной оптимальной обработкой при большом удалении источника сигнала от приемной АР ($r = 100$ км) и при малом декременте затухания мод. Однако масштаб межмодовых корреляций составляет всего $\Delta = 0,05$. Заметен выигрыш квадратичной над линейной оптимальной обработкой сигнала и ФАР за счет некогерентного накопления всех мод, дающих вклад в энергетику сигнала. На рис. 3 приведено аналогичное сравнение угловых зависимостей выигрышей, но при большем коэффициенте затухания мод и таким же значением Δ , соответствующему дальним дистанциям. В таком случае линейная оптимальная обработка практически совпадает с квадратичной оптимальной обработкой сигнала. Основной вклад в данный эффект вносит «вытекание» мод (обеднение спектра интенсивностей мод), так что сигнал становится почти когерентным.

Заключение

Таким образом, выбор метода пространственной обработки сигналов в АР (ФАР, оптимальный линейный и квадратичный методы) и величина достигаемого при этом выигрыша АР существенным образом зависят от условий распространения сигналов. Появление в пространственных спектрах сигналов каждого из источников значительного числа гармоник (отдельных мод дискретного спектра) приводит к принципиальному усложнению приема и обработки полезного сигнала на фоне белого шума. Физические факторы, оказывающие влияние на эффективность обработки – спектр интенсивностей мод сигнального поля, угловое положение источника, снижение когерентности сигнала при увеличении дистанции. Реалистичные оценки ожидаемых величин усиления АР требуют адекватного учета всех отмеченных факторов на основе моделирования условий распространения сигналов в ПЗК.

- [1] Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. – М.: Наука, 1997, 191 с.
- [2] Монзинго Р.А., Миллер Т.У. Адаптивные антенные решетки: Введение в теорию. – М.: Радио и связь, 1986, 448 с.
- [3] Малеханов А.И., Таланов В.И. // Акуст. журн. 1990. Т. 36, № 5. С. 891.
- [4] Заболотный И.А., Малеханов А.И. // В кн.: Тр. XXIII научн. конф. по радиофизике. 13-21 мая 2019 г. / Ред. В.В. Матросов. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2019. С. 54.

Секция «Электродинамика»

Заседание секции проводилось 15 мая 2020 г.
Председатель – А.В. Кудрин, секретарь – О.В. Мартынова.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.