КОГЕРЕНТНАЯ И НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА

Отношение квадратичной и кубичной нелинейности кристаллов в ТГц диапазоне

И.Р. Арцер, М.С. Гусельников, М.В. Мельник, А.Н. Цыпкин, С.А. Козлов 4

Взаимодействие уединенных электромагнитных волн в двумерной графеновой сверхрешетке

О.Ю. Бабина, С.Ю. Глазов, И.Н. Федулов 8

Приближенное бризерное решение уравнения, описывающего распространение нелинейных волн в сверхрешетке на основе графена

П.В. Бадикова, Д.В. Завьялов, С.В. Крючков, В.И. Конченков 10

Волноводные структуры, индуцированные лазерным излучением в поверхностно легированном кристалле ниобата лития

А.Д. Безпалый, В.И. Быков, А.Е. Мандель 14

Влияние волновых аберраций, представленных полиномами Цернике, на качество изображений

Т.В. Благова, И.Ш. Хасанов 16

Методика определения состояния гетероструктуры мощного ИК диодного лазера по токовой зависимости их спектральной характеристики

В.В. Близнюк, В.А. Паршин, А.Г. Ржанов, О.И. Семенова, А.Е. Тарасов 20

Самосогласованная трехмерная модель усиления терагерцового импульса в лазерноиндуцированном неравновесном плазменном канале в ксеноне

А.В. Богацкая, Е.А. Волкова, А.М. Попов 23

(2D+1) оптические вихри в туннельно-связанном волноводе

Б.С. Брянцев, А.А. Калинович, И.Г. Захарова 28

Распространение электромагнитного излучения в графеновых структурах

К.В. Бухенский, А.Б. Дюбуа, А.Н. Конюхов, С.И. Кучерявый, А.С. Сафошкин 31

Блоховские колебания в активных оптических системах

А.В. Вербицкий, А.В. Юлин 33

Трансформация спектра фемтосекундного лазерного импульса при зондировании световой пули

И.Ю. Гейнц 37

Изучение характеристик высокодобротного микрорезонатора с нанесенными на поверхность однослойными углеродными нанотрубками

И.К. Горелов, А.А. Мкртчян, В.Е. Лобанов, А.Е. Шитиков, И.А. Биленко *40*

Спектроскопия комбинационного рассеяния кристаллического волокна $YScO_3$ со структурой биксбиита

Е.А. Добрецова, Д.А. Гурьев, О.К. Алимов, С.Я. Русанов, В.В. Кашин, С.А. Кутовой, В.И. Власов, В.Б. Цветков *41*

Влияние ионов Sc^{3+} на время жизни флуоресценции Yb^{3+} в керамике на основе иттрий-скандий-алюминиевого граната (Yb:YSAG)

В.Ю. Жмыхов, Е.А. Добрецова, В.С. Цветков, Ю.Н. Пырков, М.С. Никова, И.С. Чикулина, В.А. Тарала, Д.С. Вакалов, С.В. Кузнецов, В.Б. Цветков *43*

Осцилляции экстремально сжатого волнового пакета среднего инфракрасного диапазона

Е.Д. Залозная, А.Е. Дормидонов, В.О. Компанец, С.В. Чекалин, В.П. Кандидов *45*

Свойства фрактальных спекл-полей: теория и приложения

А.М. Зотов, П.В. Короленко, Н.Н. Павлов. *48*

Генерация оптических вихрей с заданными параметрами

Д.А. Иконников, С.А. Мысливец, В.Г. Архипкин, А.М. Вьюнышев *51*

Особенности нелинейной оптики терагерцового излучения

С.А. Козлов, М.С. Гусельников, И.Р. Арцер, М.О. Жукова, М.В. Мельник, А.А. Гендрина, А.Н. Цыпкин *54*

Исследование распределения меди в структуре $LiNbO_3$:Cu X-среза с поверхностным легированием

А.А. Колмаков, А.С. Темерева, Р.И. Анисимов, А.В. Михайленко, С.М. Шандаров, И.В. Тимофеев, М.В. Пятнов. *58*

Поляризационные свойства электрически управляемых жидкокристаллических дифракционных структур

К.Г. Комяк, О.С. Кабанова, Е.А. Мельникова, И.И. Рушнова, А.Л. Толстик *62*

Оптотермические ловушки для манипуляции микроскопическими объектами

С.П. Котова, А.В. Коробцов, Н.Н. Лосевский, А.М. Майорова, С.А. Самагин. *65*

Радиофотонный оптимальный фильтр для быстрой обработки сверхширокополосного входного сигнала

В.В. Кулагин, В.В. Валуев, Д. Буркитбаев, В.Н. Корниенко, В.А. Черепенин. *68*

Усовершенствование модели динамики свободных носителей в кристаллах под действием фемтосекундного лазерного поля среднего инфракрасного диапазона

К.В. Львов, С.Ю. Стремоухов *72*

Электромагнитные волны в топологическом диэлектрике в присутствии постоянного магнитного поля

А.И. Маймистов *76*

Электрооптическое преобразование радиочастотного сигнала с подавлением обратного флуктуационного влияния

А.И. Назмиев, С.П. Вятчанин, А.Б. Мацко *78*

Волноводные переключаемые каналы в электрически управляемых жидкокристаллических элементах

Е.П. Пантелеева, О.С. Кабанова, Е.А. Мельникова *80*

Когерентность излучения мощных лазерных диодов и их спектрально-пространственные характеристики

А.Г. Ржанов *83*

Электрическая площадь импульса и униполярный свет

Н.Н. Розанов, Р.М. Архипов, М.В. Архипов *86*

Оптико-терагерцовые солитоны с наклонными волновыми фронтами системы уравнений типа Захарова–Буссинеска

С.В. Сазонов, Н.В. Устинов *88*

Генерация постоянного тока в дираковском кристалле в поле волны, поляризованной по фигурам Лиссажу

В.В. Тарасов, Е.И. Кухарь, С.В. Крючков *92*

Об аналитическом описании динамики планарных импульсов, распространяющихся в режиме туннельной ионизации

А.Н. Бугай, В.А. Халяпин *94*

Влияние концентрации ионов Er^{3+} на времена жизни флуоресценции Er^{3+} в монокристаллах твердых растворов BaF_2 – SrF_2 – ErF_3

В.С. Цветков, В.Ю. Жмыхов, Е.А. Добрецова, Ю.Н. Пырков, В.А. Конюшкин, А.Н. Накладов, С.В. Кузнецов, В.Б. Цветков, П.П. Федоров *97*

Взаимодействие и дифракция световых волн на периодических структурах в фоторефрактивных и сегнетоэлектрических кристаллах

С.М. Шандаров, Н.И. Буримов *99*

Механизмы генерации оптических гармоник на экситонных переходах

Д.Р. Яковлев, В.В. Павлов, Р.В. Писарев. *100*

Отношение квадратичной и кубичной нелинейности кристаллов в ТГц диапазоне

И.Р. Арцер[1], М.С. Гусельников[1], М.В. Мельник[1], А.Н. Цыпкин[1], С.А. Козлов[1].

[1]Университет ИТМО

Аннотация. Известно, что в оптическом диапазоне в твердых телах квадратичные нелинейные эффекты проявляются при относительно малых интенсивностях излучения, в то время как интенсивность излучения, необходимая для значимого проявления кубических эффектов, значительно выше и может достигать значений, при которых происходит разрушение материала. В связи с этим квадратичные эффекты доминируют над кубическими. В данной работе аналитически продемонстрировано, что в терагерцовом диапазоне интенсивности излучения, необходимые для проявления кубических эффектов, значительно меньше, чем в оптическом диапазоне, что связано с высоким значением коэффициента нелинейного показателя преломления. Дополнительно показано, что при распространении нелинейный вклад кубических процессов для определенных интенсивностей выше, чем квадратичных.

Введение. В последние годы ведутся активные исследования нелинейных свойств различных материалов в терагерцовом (ТГц) диапазоне частот [1-3]. Это связано как с тем, что, находясь на стыке оптического и радиочастотного диапазонов, ТГц излучение обладает особенностями обоих, так и тем, что импульсное ТГц излучение в подавляющем большинстве случаев представляет собой импульсы, состоящие всего из нескольких колебаний электрического поля. Это приводит к видоизменению хорошо изученных нелинейных явлений [4-6].

В данной работе проведены аналитические расчёты квадратического и кубического нелинейных вкладов в оптическом и ТГц диапазонах частот на примере широко распространённых анизотропных электрооптических кристаллов, таких как $LiNbO_3$, ZnSe, GaP и др. Показано, что, в то время как для оптического диапазона квадратичный вклад преобладает над кубическим вне зависимости от материала и интенсивности возбуждающего излучения, в ТГц диапазоне частот наблюдается иная картина. При малых интенсивностях для всех рассмотренных сред квадратичный вклад преобладает, однако после превышения некоторого порогового значения кубический вклад становится больше.

Основная часть.

Распространение как оптического, так и ТГц излучения в среде может быть описано с помощью следующего уравнения:

$$\frac{\partial E}{\partial z}+\frac{N_0}{c}\cdot\frac{\partial E}{\partial t}-a\frac{\partial^3 E}{\partial t^3}-\left(\Gamma-\gamma\right)E+g_1E\frac{\partial E}{\partial t}+g_2E^2\frac{\partial E}{\partial t}=0, \qquad (1)$$

где E – напряжённость электрического поля, z – координата, по которой происходит распространение излучения, N_0 – показатель преломления среды, c – скорость света в вакууме, a – дисперсионный коэффициент, Γ – показатель усиления среды, γ – коэффициент поглощения среды, g_1, g_2 – коэффициенты, характеризующие квадратичную и кубичную нелинейности среды, соответственно. Удобно выполнить нормировку уравнения (1) следующим образом: $\tilde{z}=\frac{zN_0}{c\tau}, \tilde{t}=t/\tau, \tilde{E}\left(\tilde{z},\tilde{t}\right)=\frac{E\left(z,t\right)}{E_0}$. Тогда уравнение (1) примет следующий вид:

$$\frac{\partial\tilde{E}}{\partial\tilde{z}}+\frac{\partial\tilde{E}}{\partial\tilde{t}}-\frac{ac}{N_0\tau^2}\frac{\partial^3\tilde{E}}{\partial\tilde{t}^3}-\frac{c\tau}{N_0}\left(\Gamma-\gamma\right)\tilde{E}+\frac{\chi^{(2)}E_0}{N_0}\tilde{E}\frac{\partial\tilde{E}}{\partial\tilde{t}}+\frac{2n_2E_0^2}{N_0}\tilde{E}^2\frac{\partial\tilde{E}}{\partial\tilde{t}}=0. \quad (2)$$

где параметры g_1, g_2 представлены как $g_1=\chi^{(2)}/c, g_2=\frac{2n_2}{c}$, где $\chi^{(2)}$ – квадратичная восприимчивость, n_2 – нелинейный показатель преломления. Тогда получаем

Коэффициенты перед слагаемыми с третьего по шестое можно обозначить как $\mu_0=\frac{ac}{N_0\tau^2}, \mu_1=\frac{c\tau}{N_0}\left(\Gamma-\gamma\right), \mu_2=\frac{\chi^{(2)}E_0}{N_0}, \mu_3=\frac{2n_2E_0^2}{N_0}$, тогда уравнение примет свой окончательный вид:

$$\frac{\partial\tilde{E}}{\partial\tilde{z}}+\frac{\partial\tilde{E}}{\partial\tilde{t}}-\mu_0\frac{\partial^3\tilde{E}}{\partial\tilde{t}^3}-\mu_1\tilde{E}+\mu_2\tilde{E}\frac{\partial\tilde{E}}{\partial\tilde{t}}+\mu_3\tilde{E}^2\frac{\partial\tilde{E}}{\partial\tilde{t}}=0. \quad (3)$$

Для того, чтобы сравнить значимость влияния квадратичной и кубичной нелинейностей на распространяющееся в некоторой среде излучение, необходимо сравнить значения квадратичного и кубичного коэффициентов, найдя их отношение.

Так, согласно представленным ранее заменам, отношение данных коэффициентов примет следующий вид:

$$\frac{\mu_3}{\mu_2}=\frac{2n_2E_0^2}{\chi^{(2)}E_0}. \quad (4)$$

Данное выражение представлено в системе СГС. Для перехода к Системе Интернациональной необходимо воспользоваться выражением $n_2\left(СГСЭ\right)=\frac{3N_0}{4\pi}n_2'\left[см^2/кВт\right]$, при этом $\chi^{(2)}E_0\left(СГС\right)=\frac{1}{4\pi}\chi^{(2)}E_0\left(СИ\right)$, тогда

$$\frac{\mu_3}{\mu_2}=16\pi\frac{n_2I}{\chi^{(2)}E_0}\left(СИ\right). \quad (5)$$

Нелинейный показатель преломления возможно получить с помощью формулы [7]:

$$n_{2,\nu}^{\omega_0\gg\omega}=\frac{3a_1^2m^2\omega_0^4\alpha_T^2}{32N_0\pi^2q^2N^2k_B^2}\left(n_{0,\nu}^2-1\right)^3-\frac{9}{32}\cdot\frac{1}{\pi N}\cdot\frac{1}{N_0\hbar\omega_0}\left(n_{0,\nu}^2-1\right)^2, \quad (6)$$

где $\alpha_T=\frac{\omega_0^2}{4\pi qN}\left(n_{0,\nu}^2-1\right)$, $n_{0,\nu}$ - нерезонансный показатель преломления среды в случае $\omega\ll\omega_0$, $\hbar$ - приведенная постоянная Планка. $a=-\frac{m\omega_0^4a_1}{k_B}\alpha_T$, k_B - постоянная Больцмана; m - приведенная масса колебательной моды; a_l - постоянная решетки (для твердых тел) или диаметр молекулы (для жидкостей), N – концентрация частиц,

Выражение для квадратичной восприимчивости возможно получить из подобного выражению (6):

$$\chi_{\omega_0\gg\omega}^{(2)}=\frac{1}{32}\frac{m\omega_0^2a_1\alpha_T}{\pi^2qNk_B}\left(n_{0,\nu}^2-1\right)^2. \quad (7)$$

В таблице 1 приведены значения квадратичной восприимчивости и нелинейного показателя преломления в ТГц и оптическом диапазонах для набора электрооптических кристаллов, широко использующихся в ТГц оптике.

Таблица 1. Квадратичная восприимчивость и нелинейный показатель преломления в ТГц и оптическом диапазонах.

Среда	ТГц диапазон			Оптический диапазон		
	Показатель преломления N_0	$\chi^{(2)}$ (пм/В)	n_2 (м^2/Вт)	Показатель преломления N_0	$\chi^{(2)}$ (пм/В)	n_2 (м^2/Вт)
$LiNbO_3$	5.15	1134	$5 \cdot 10^{-15}$	41.2	$1.3 \cdot 10^{-19}$	2.26
ZnSe	2.97	7.1	$1 \cdot 10^{-17}$	65	$3.8 \cdot 10^{-18}$	2.51
ZnTe	3.1	4.6	$3 \cdot 10^{-18}$	122	$1.3 \cdot 10^{-16}$	2.86
CdTe	3.23	2.2	$2 \cdot 10^{-17}$	167	$3.4 \cdot 10^{-17}$	2.74
GaP	3.31	0.7	$1 \cdot 10^{-18}$	83	$6.5 \cdot 10^{-18}$	3.18

На рис.1 представлена зависимость отношения кубического и квадратического вклада от интенсивности падающего излучения (5) для кристалла $LiNbO_3$.

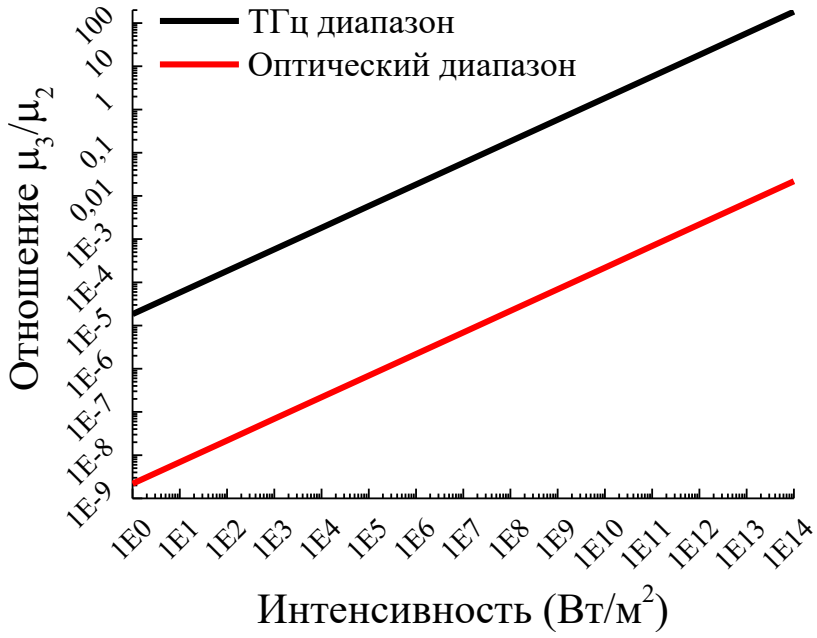


Рисунок 1 – Зависимость μ_3 / μ_2 для ТГц и оптического диапазонов электромагнитного излучения в кристалле $LiNbO_3$.

Видно, что для оптического диапазона для всех интенсивностей квадратичный вклад значительно выше кубического. Для ТГц диапазона частот картина носит иной вид, для малых значений интенсивности квадратичный вклад выше кубического на несколько порядков, однако при достижении порогового значения (порядка 10^{10} Вт/м^2) они сравниваются, а при дальнейшем увеличении интенсивности уже кубический вклад является преобладающим.

Заключение. В ТГц диапазоне частот возможен случай, когда кубическая нелинейность может на несколько порядков превышать квадратичную нелинейность, внося более значимый вклад в изменение динамики распространения излучения в нелинейной среде. Данная особенность характерна только для ТГц диапазона частот и в оптическом диапазоне не встречается. Таким образом, для ТГц излучения перспективно исследование

кубичных нелинейных эффектов для их детального описания и поиска возможных приложений.

Использованная литература.

1. Nicoletti D., Cavalleri A. Nonlinear light–matter interaction at terahertz frequencies //Advances in Optics and Photonics. – 2016. – Т. 8. – №. 3. – С. 401-464.
2. Buccheri F., Huang P., Zhang X. C. Generation and detection of pulsed terahertz waves in gas: from elongated plasmas to microplasmas //Frontiers of Optoelectronics. – 2018. – Т. 11. – №. 3. – С. 209-244.
3. Lin S., Yu S., Talbayev D. Measurement of quadratic terahertz optical nonlinearities using second-harmonic lock-in detection //Physical Review Applied. – 2018. – Т. 10. – №. 4. – С. 044007.
4. Kozlov S. A. et al. Suppression of self-focusing for few-cycle pulses //JOSA B. – 2019. – Т. 36. – №. 10. – С. G68-G77.
5. Sazonov S. V. Optical Rectification and Generation of Harmonics Under Condition of Propagation of Few-Cycle Pulses in the Birefringent Medium with Asymmetric Molecules //Journal of Russian Laser Research. – 2018. – Т. 39. – №. 3. – С. 252-262.
6. Drozdov A. A. et al. Self-phase modulation and frequency generation with few-cycle optical pulses in nonlinear dispersive media //Physical Review A. – 2012. – Т. 86. – №. 5. – С. 053822.
7. Dolgaleva K. et al. Prediction of an extremely large nonlinear refractive index for crystals at terahertz frequencies //Physical Review A. – 2015. – Т. 92. – №. 2. – С. 023809.

Взаимодействие уединенных электромагнитных волн в двумерной графеновой сверхрешетке

О.Ю. Бабина[1], С.Ю. Глазов[1,2], И.Н. Федулов[3]
[1] *Волгоградский государственный социально-педагогический университет*
[2] *Волгоградский государственный медицинский университет*
[3] *Югорский государственный университет*
ser-glazov@yandex.ru

В связи с активным изучением новых полупроводниковых структур на основе графена вызывает интерес исследование в них нелинейных оптических явлений [1-5]. Их актуальность связана с возможностью использования графеновых структур в качестве рабочей среды для генерации уединенных электромагнитных импульсов (УЭИ) [1]. В работе [3] изучена возможность генерации УЭИ в одномерных сверхрешетках (СР) на основе графена (ГСР). В последнее время внимание исследователей сосредотачивается на изучении 2D ГСР [6-8]. В [7] исследована возможность распространения электромагнитных импульсов в 2D ГСР в бесстолкновительном приближении и рассчитан солитоно-электрический ток и заряд, увлекаемый солитоном при его распространении. В [8] представлены результаты численного моделирования эволюции уединенных электромагнитных импульсов в бесстолкновительном режиме и с учетом столкновений с использованием метода разностных схем. В данной работе рассмотрены особенности взаимодействия уединенных электромагнитных волн в двумерной графеновой сверхрешетке со слабой неаддитивностью энергетического спектра.

Энергетический спектр электронов в 2D ГСР в одноминизонном приближении выбран в случае слабой неаддитивности в виде [7]

$$\varepsilon(\vec{p}) = \Delta\left\{g_0 - g_1\left[\cos\left(p_x d\right) + \cos\left(p_y d\right)\right] - g_2 \cos\left(p_x d\right)\cos\left(p_y d\right)\right\}. \qquad (1)$$

где $\vec{p}$ – квазиимпульс электрона, d – период ГСР, здесь и далее $\hbar = 1$.

Система уравнений для компонент безразмерного векторного потенциала имеет вид [7]

$$\begin{aligned} &\frac{\partial^2\varphi_x}{\partial\tilde{t}^2} - \frac{\partial^2\varphi_x}{\partial\tilde{x}^2} - \frac{\partial^2\varphi_x}{\partial\tilde{y}^2} + \sin\varphi_x(1+\beta\cos\varphi_y) = 0 \\ &\frac{\partial^2\varphi_y}{\partial\tilde{t}^2} - \frac{\partial^2\varphi_y}{\partial\tilde{x}^2} - \frac{\partial^2\varphi_y}{\partial\tilde{y}^2} + \sin\varphi_y(1+\beta\cos\varphi_x) = 0 \end{aligned}, \qquad (2)$$

где $\tilde{t} = t\varpi/\sqrt{\chi}$, $\tilde{x} = x\varpi/c$, $\tilde{y} = y\varpi/c$, $\varpi^2 = 2\pi n_0 e^2 B_{10} d/a$, $\beta = 2B_{11}/B_{10}$. Система уравнений (2) имеет (2+1)-размерность», функция φ(t, x, y) зависит от трех независимых
переменных: одной временной и двух пространственных. В случае $\beta = 0$ уравнения (2) представляют собой двумерное синус-уравнение Гордона, для которого существуют точные солитонные решения [9].

Неаддитивность энергетического спектра ГСР приводит к существенным особенностям в распространении УЭИ и взаимодействии импульсов. Например, для структур с аддитивным спектром два солитона, бегущие вдоль осей СР по взаимоперпендикулярным направлениям, будут распространяться без искажений. В системе уравнений (2) возмущение в одном направлении из-за слабой связи

проявляется в области даже малых потенциалов в ортогональном направлении и наоборот.

На рис. 1 представлены результаты моделирования столкновений УЭИ в 2D ГСР. По вертикальной оси отложен модуль напряженности электрического поля в безразмерных единицах. Рис. 1(а) соответствует модельному начальному условию, когда вдоль осей ГСР распространяются два одномерных солитона по взаимоперпендикулярным направлениям.

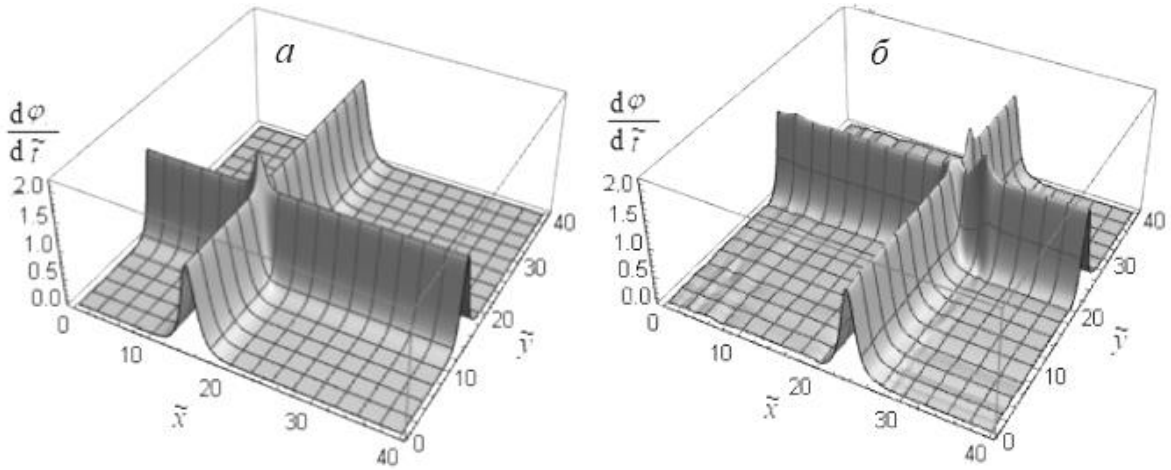


Рис. 1. Взаимодействие солитонов *а*) $\tilde{t} = 0$, б) $\tilde{t} = 10$

На рис. 2(б) хорошо заметно взаимное влияние солитонов друг на друга через некоторый промежуток времени. Отметим, что изменение претерпевает область перекрытия двух солитонов. Уменьшается амплитуда этой области с образованием двух скоростных импульсов, распространяющихся вдоль фронта солитонов.

Рассмотрена эволюция одиночного движущегося двумерного УЭИ и взаимодействие таких импульсов, начальные условия для которых соответствуют точным солитонным решениям [9].

Система уравнений (2) решалась численно при помощи прямой разностной схемы типа «крест». Шаги по времени и координате определялись из стандартных условий устойчивости.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. Popa, Z. Sun, F. Torrisi et al. // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 97. P. 203106.
2. F. Martin-Vergara, F. Rus, F.R. Villatoro // Nonlinear Systems. 2018. V.2. P.85.
3. S.V. Kryuchkov, E.I. Kukhar’, Physica B. 2013. V. 408. P. 188.
4. Yu.V. Bludov, et al. // Phys. Rev. B. 2015. V. 91. P. 045424.
5. E.I. Kukhar, S.V. Kryuchkov, E.S. Ionkina // Semiconductors. 2018. V. 52. № 6. P. 766.
6. Y. Zhang et al. // NPJ 2D Materials and Applications. 2018. № 2:31.
7. С.Ю. Глазов, Г.А. Сыродоев // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 1. С. 98.
8. S.Yu.Glazov, G.A. Syrodoev // Journal of Physics: Conference Series. 2021. – V. 1740. № 1. 012062.
9. S. Johnson, P. Suarez, A. Biswas // Zh.Vychisl.Mat.Mat.Fiz. 2012. V.52, № 1. P.105.

Приближенное бризерное решение уравнения, описывающего распространение нелинейных волн в сверхрешетке на основе графена

П.В. Бадикова, Д.В. Завьялов, С.В. Крючков, В.И. Конченков
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования "Волгоградский государственный технический университет", Волгоград, Россия
polin.badicova@gmail.com

Бризеры представляют собой нетривиальные периодические по времени решения некоторых нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных [1]. Предметом настоящей работы является построение приближенного бризерного решения уравнения, описывающего распространение уединенных электромагнитных волн в графеновой сверхрешетке (ГСР) [2], используя методику, развитую в [3, 4].

Одним из наиболее известных уравнений, имеющих бризерное решение, является уравнение синус-Гордона:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \sin u = 0 . \tag{1}$$

Бризерное решение, описывающее связанное состоянием кинка и антикинка уравнения (1) имеет вид:

$$u_\omega(x,t) = 4\arctan\left(\frac{\sqrt{1-\omega^2}}{\omega}\frac{\cos\left(\gamma\omega t - \omega x\sqrt{\gamma^2-1}\right)}{\cosh\left(\gamma x\sqrt{1-\omega^2} - t\sqrt{1-\omega^2}\sqrt{\gamma^2-1}\right)}\right), \tag{2}$$

где $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-b^2}}$, $b = \frac{v}{c}$, v - групповая скорость распространения импульса, c - скорость света.

Уравнение синус-Гордона является частным случаем уравнения Клейна-Гордона:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + F(u) = 0 , \tag{3}$$

где $F(u)$ - нечетная функция с периодом 2π. Если уравнение синус-Гордона имеет точное бризерное решение, то для других вариантов уравнения Клейна-Гордона бризерные решения пока получены лишь приближенно.

В работе [2] получено уравнение, описывающее распространение уединенных электромагнитных волн в ГСР:

$$\frac{\partial^2 \alpha}{\partial t^2} - c^2\frac{\partial^2 \alpha}{\partial x^2} + \frac{\omega_0^2 b^2 \sin\alpha}{\sqrt{1+b^2(1-\cos\alpha)}} = 0 . \tag{3}$$

Здесь $\alpha = edA_z/\hbar c$ - безразмерная компонента векторного потенциала в направлении чередования слоев СР, $\omega_0^2 = \frac{2\pi n_0 e^2 d^2 \Delta}{a_0 \hbar^2}$, n_0 – поверхностная концентрация носителей заряда, $a_0 = 0.12$ – толщина графенового слоя, $b = \Delta_1/\Delta$, параметры Δ и Δ_1 можно условно назвать полуширинами запрещенной и разрешенной минизоны, соответственно, d – период СР. Предполагается, что чередование слоев осуществляется вдоль оси z.

Рассмотрим нелинейное уравнение Клейна – Гордона.

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}-\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+F\left(u\right)=0\,. \tag{4}$$

Здесь $F\left(u\right)$ - нечетная функция с периодом 2π. В случае $u<<1$ рассматриваемое уравнение можно представить в виде

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}-\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+u-\beta u^3=0\,. \tag{5}$$

Ищем однопараметрическое локализованное периодическое решение в виде

$$u=A\left(x\right)\cos\left(\omega t\right)+B\left(x\right)\cos\left(3\omega t\right)+... \tag{6}$$

Подставляя (6) в (5) и учитывая, что $\left|A\right|>>\left|B\right|$ (для сходимости ряда (6)), получим систему

$$\begin{cases}\dfrac{d^2A}{dx^2}-\left(1-\omega^2\right)A=-\dfrac{3}{4}\beta A^3,\\ \dfrac{d^2B}{dx^2}+\left(9\omega^2-1\right)B=-\dfrac{1}{4}\beta A^3.\end{cases} \tag{7}$$

Решая систему в области ограниченных на бесконечности локализованных решений, можно определить функциональный вид бризера малой амплитуды.

Сконструируем, по аналогии с вышесказанным, метод нахождения бегущих бризеров малой амплитуды уравнения (4). По сути, интересующее нас решение — это теперь двухпараметрическое делокализованное периодическое по времени решение. Будем отталкиваться от известного вида такого решения для уравнения синус-Гордона (2).

Будем искать решение уравнения (4) для бегущего бризера малой амплитуды в виде:

$$\begin{aligned}u=&A\left(\gamma x\sqrt{1-\omega^2}-t\sqrt{1-\omega^2}\sqrt{\gamma^2-1}\right)\cos\left(\gamma\omega t-\sqrt{\gamma^2-1}\omega x\right)+\\ &B\left(\gamma x\sqrt{1-\omega^2}-t\sqrt{1-\omega^2}\sqrt{\gamma^2-1}\right)\cos\left(3\gamma\omega t-3\sqrt{\gamma^2-1}\omega x\right)+...\end{aligned} \tag{8}$$

И теперь, после подстановки (8) в (4) и некоторых манипуляций получим систему для определения функций $A\left(x\right)$, $B\left(x\right)$:

$$\begin{cases}\left(1-\omega^2\right)\dfrac{d^2A}{dx^2}-\left(1-\omega^2\right)A=-\dfrac{3}{4}\beta A^3,\\ \left(1-\omega^2\right)\dfrac{d^2B}{dx^2}+\left(9\omega^2-1\right)B=-\dfrac{1}{4}\beta A^3.\end{cases} \tag{9}$$

Подходящим нам по свойствам решением первого уравнения в (9) является функция

$$A\left(x\right)=\left(\frac{8}{3\beta}\left(1-\omega^2\right)\right)^{1/2}\frac{1}{\cosh\left(x\right)}\,. \tag{10}$$

Для уравнения синус-Гордона $\beta=1/6$, и в старшем приближении получаем решение

$$u = 4\sqrt{1-\omega^2}\,\frac{\cos\left(\gamma\omega t - \sqrt{\gamma^2-1}\,\omega x\right)}{\cosh\left(\gamma x\sqrt{1-\omega^2} - t\sqrt{1-\omega^2}\sqrt{\gamma^2-1}\right)}. \tag{11}$$

Из (2) видно, что, по сути, условие $u \ll 1$ означает $\sqrt{\frac{1}{\omega^2}-1} \ll 1 \Rightarrow \omega \approx 1$, имея это ввиду, приближенное решение, полученное разложением (2) в ряд

$$u = 4\sqrt{\frac{1}{\omega^2}-1}\,\frac{\cos\left(\gamma\omega t - \sqrt{\gamma^2-1}\,\omega x\right)}{\cosh\left(\gamma x\sqrt{1-\omega^2} - t\sqrt{1-\omega^2}\sqrt{\gamma^2-1}\right)} \tag{12}$$

совпадает с (11).

Рассмотрим теперь нелинейное уравнение

$$\frac{\partial^2\alpha}{\partial t^2} - \frac{\partial^2\alpha}{\partial x^2} + \frac{b\sin\alpha}{\sqrt{1-b\cos\alpha}} = 0. \tag{13}$$

Раскладывая $\frac{\sin u}{\sqrt{1-b\cos u}}$ в ряд по u до кубических членов, получим

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{b}{\sqrt{1-b}}u - \frac{b(2+b)}{12\sqrt{1-b}(1-b)}u^3 = 0, \tag{14}$$

Перенормируем переменные в (14)

$$t\sqrt{\frac{b}{\sqrt{1-b}}} \to t, \quad x\sqrt{\frac{b}{\sqrt{1-b}}} \to x. \tag{15}$$

Тогда (14) сведется к

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + u - \frac{(2+b)}{12(1-b)}u^3 = 0. \tag{16}$$

Тогда

$$\beta = \frac{2+b}{12(1-b)}. \tag{17}$$

И решение для бегущего бризера для уравнения (16) в старшем приближении будет иметь вид

$$u = \left(\frac{32(1-b)}{(2+b)}\right)^{1/2}\sqrt{1-\omega^2}\,\frac{\cos\left(\gamma\omega t - \sqrt{\gamma^2-1}\,\omega x\right)}{\cos\left(\gamma x\sqrt{1-\omega^2} - t\sqrt{1-\omega^2}\sqrt{\gamma^2-1}\right)}. \tag{18}$$

Для исходного уравнения (14), обращая перенормировку (15), получим

$$u=\left(\frac{32(1-b)}{(2+b)}\right)^{1/2}\sqrt{1-\omega^2}\,\frac{\cos\left(\left(\gamma\omega t-\sqrt{\gamma^2-1}\,\omega x\right)\sqrt{\frac{\sqrt{1-b}}{b}}\right)}{\cosh\left(\left(\gamma x\sqrt{1-\omega^2}-t\sqrt{1-\omega^2}\sqrt{\gamma^2-1}\right)\sqrt{\frac{\sqrt{1-b}}{b}}\right)}. \quad (19)$$

ЛИТЕРАТУРА

1. M.L. Otávio Gomide, et.al. // arXiv:2107.14566
2. S.V. Kryuchkov, E.I. Kukhar' // Physica B .2013.V. 408. P. 188-192 .
3. Т.И. Белова, А.Е. Кудрявцев // УФН. 1997. Т. 167. № 4. С. 377–406.
4. A.M. Kosevich, A.S. Kovalev // JETP. 1974.V. 40. No 5. P 891-896.

Волноводные структуры, индуцированные лазерным излучением в поверхностно легированном кристалле ниобата лития

А.Д. Безпалый, В.И. Быков, А.Е. Мандель
Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники
aleksandr.bezpalyi@tusur.ru

Введение.

Волноводные структуры являются фундаментальной частью конструкции интегрально-оптических схем, оптоэлектронных устройств и фотонных приборов [1-3]. Для реализации таких устройств требуются материалы, обладающие широким набором физических и оптических свойств [4, 5]. Одним из таких материалов является кристалл ниобата лития ($LiNbO_3$), широко используемый на практике благодаря своим электрооптическим, акустооптическим и нелинейно-оптическим свойствам [4, 5]. Кроме того в кристаллах $LiNbO_3$ проявляются фоторефрактивные свойства, позволяющие изменять показатель преломления среды под воздействием света [5, 6]. Легирование $LiNbO_3$ такими примесями, как медь (Cu) или железо (Fe), значительно повышает светочувствительность кристалла, особенно к сине-зеленой области спектра [6, 7]. Это дает возможность формировать волноводные структуры с индивидуальными характеристиками и различными топологиями, определяемыми способом их формирования [3, 8].

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований характеристик волноводных структур в кристалле $LiNbO_3$:Cu с поверхностным легированием. Волноводные структуры формировались путем поточечного индуцирования изменений показателя преломления лазерным излучением с длиной волны 532 нм.

Формирование канальных волноводных структур.

Волноводные структуры формировались в поверхностно легированном кристалле ниобата лития *X*-среза с размерами 14×12×1.25 мм^3. В качестве источника излучения использовался твердотельный YAG:Nd^{3+} лазер с длиной волны λ = 532 нм и плотностью мощности ~500 Вт/см^2. Поляризация излучения соответствовала необыкновенной волне кристалла. Экспериментальный образец размещался на микрометрическом позиционере с точностью перемещения 5 мкм. Световой пучок фокусировался на поверхность образца микрообъективом с 10× увеличением. Диаметр светового пятна составил ~50 мкм по уровню 0.1 максимальной интенсивности. Время экспонирования поверхностного слоя одним фокусированным световым пятном в разных экспериментах изменялось от 2 до 60 секунд. Путем локальной засветки отдельных участков кристалла создавались области в виде прямых полос с измененным показателем преломления. Каждая область состояла из набора точек, расположенных на расстоянии 25 мкм друг от друга.

Исследование характеристик индуцированных волноводных структур.

Исследования характеристик волноводных структур, формируемых за счет изменений показателя преломления, индуцированных в поверхностном слое ниобата лития, проводились путем анализа интерференционных картин, образованных излучением He-Ne лазера (λ = 633 нм). Исследуемый образец размещался в одном из плеч интерферометра Жамена (рис. 1). Источником излучения являлся He-Ne лазер с поляризацией световой волны, параллельной оптической оси кристалла. Выходная мощность He-Ne лазера составляла ~1 мВт.

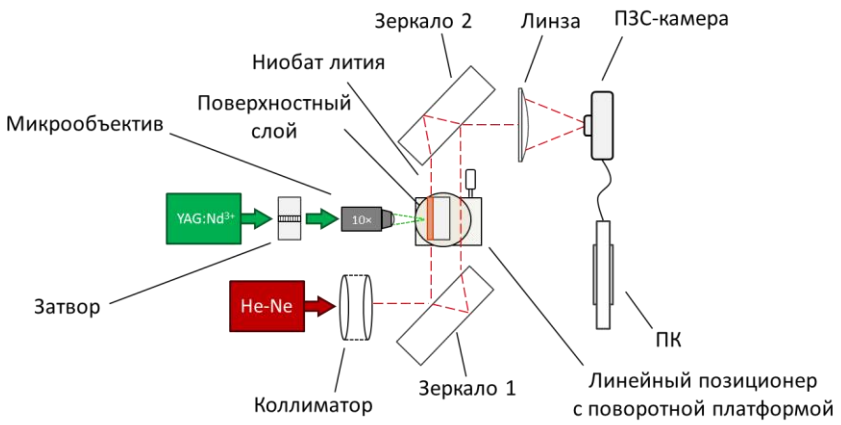


Рис. 1. Расположение экспериментального образца в экспериментальной установке для исследования характеристик индуцированных волноводных структур в поверхностно легированном кристалле $LiNbO_3$.

Визуализация индуцированных изменений показателя преломления в экспонированных областях поверхностного слоя осуществлялась путем обработки полученных интерферограмм в программе для ЭВМ «Визуализатор волнового фронта» [9]. Значения изменений показателя преломления Δn_e поверхностного слоя вдоль оси Z при разном времени экспонирования рассчитывались с учетом глубины индуцированных изменений показателя преломления вдоль оси *X* кристалла. Результаты экспериментов показали, что при изменении времени экспонирования появляется возможность влиять на величину показателя преломления волноводной области в пределах от 1×10^{-4} до 10×10^{-4}.

Заключение.

Экспериментально исследованы характеристики волноводных структур, формируемых за счет индуцированных изменений показателя преломления в кристалле ниобата лития с поверхностным легированием. Показано, что величину индуцированных изменений показателя преломления можно регулировать, изменяя длительность экспонирования кристалла. Полученные результаты могут быть использованы при моделировании и проектировании интегрально-оптических схем, гибридных и полностью оптических устройств.

Работа выполнена в рамках реализации программы стратегического академического лидерства «Приоритет 2030» (проект «Пр2030-Наука СЧ/СП1/Б/8»).

ЛИТЕРАТУРА

1. Y. Liu “Integrated Circuits Designs and Optical Devices Techniques” Singapore: World Scientific Publishing, 2006.

2. Y. Jia et. al. // Chin. Opt. Let. 2019. V. 17. No 1. P. 012302-1–012302-23.

3. M. Bazzan, C. Sada // Appl. Phys. Rev. 2015. V. 2. P. 1-6 (040603).

4. V.J. Urick “Fundamentals of Microwave Photonics” Hoboken, NJ: Wiley, 2015.

5. М.П. Петров “Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике” СПб.: Наука, 1992.

6. М.Н. Палатников “Фундаментальные аспекты технологии сильно легированных кристаллов ниобата лития” Апатиты: КНЦ РАН, 2017.

7. В.В. Воронов и др. // Квантовая электроника. 1976. Т. 3. № 10. С. 2101–2126.

8. А. Д. Безпалый и др. // Ежемесячный научный журнал "Известия высших учебных заведений. Физика". 2019. Т. 62. № 3. С. 3-8.

9. А.Д. Безпалый и д.р. Визуализатор волнового фронта: свид. 2021661646 РФ. №2021660493/69; заявл. 07.07.2021; опубл. 14.07.2021, Реестр программ для ЭВМ. 1 с.

Влияние волновых аберраций, представленных полиномами Цернике, на качество изображений

Т.В. Благова[1,2], И.Ш. Хасанов[1]
[1]*Научно-технологический центр уникального приборостроения Российской академии наук, ул. Бутлерова, 15, Москва 117342, Россия*
[2]*Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана, 2-я Бауманская ул., 5, Москва 105005, Россия*
blagova.tv@ntcup.ru

Спеклы – это случайные интерференционные картины, которые образуются в результате рассеяния когерентного лазерного излучения диффузным экраном. История их изучения началась почти 60 лет назад с появлением высококогерентных источников [1]. К настоящему времени, теория спеклов с точки зрения волновой и статистической оптики достаточно развита [2], включая вопросы статистики спеклов более высокого порядка (например, второго, связанного с интерференцией интенсивностей, а не фаз). С открытием процесса спонтанного параметрического рассеяния вопросы, посвященные интерференции более высокого порядка, были вновь рассмотрены с точки зрения квантовой механики [3]. Было показано, что спеклы могут быть использованы в качестве модели теплового источника. То есть, используя набор спекл-структур, можно имитировать излучение теплового источника, заменив статистический ансамбль состояний по времени статистический ансамблем состояний по порядковому числу. Например, такой источник был использован для получения изображений в классическом методе фантомных изображений (classical ghost imaging) [4], и позволил получить результаты сравнимые с реальным тепловым источником.

В методе ФИ изображение объекта восстанавливается путем вычисления корреляции второго порядка между интенсивностью $P(x,y)$ в опорном пучке и интегральной интенсивностью S в объектном пучке:

$$O(x,y) \propto \sum_{i=1}^{N}(S_i - \langle S\rangle)(P(x,y)_i - \langle P(x,y)\rangle) = \langle P(x,y)_i \cdot S_i\rangle - \langle P(x,y)\rangle\langle S\rangle, \quad (1)$$

где $\langle \dots \rangle = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} \dots$ — оператором усреднения по i измерениям, N — число независимых спекл-картин, $S_i = \int R(x',y')\, P(x',y')_i dx'dy'$, $R(x,y)$ — функция отклика объекта.

Одним из преимуществ метода фантомных изображений (ФИ), в отличие от методов формирования изображений с помощью усреднения спекл-картин, является возможность получения изображений без использования фокусирующих оптических элементов (линз или зеркал). При этом ФИ похожи на изображения, получаемые в некогерентном свете. На рисунке 1 представлен пример объекта и его ФИ.

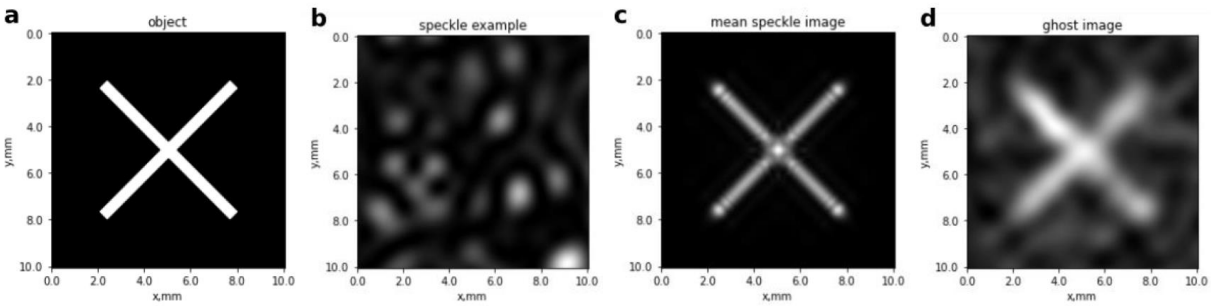


Рис. 1. Изображение (c) объекта (a), полученное путем усреднения 1000 спекл-картин (пример спекл-картин (b) для лазера на длине волны λ = 130 мкм), и соответствующее фантомное изображение (d). Все изображения рассчитаны с помощью программного пакета Diffractio на языке Python [5].

Снижение влияния дифракционных эффектов от линз особенно важно в длинноволновом диапазоне, например, для среднего ИК- и ТГц-излучения [6], для которого размер пикселей камеры сопоставим с диском Эйри. Другой особенностью метода ФИ является то, что объект наблюдается детектором без пространственного разрешения (однопиксельным приёмником). Таким образом, ФИ не подвержены аберрациям в оптическом пути между объектом и однопиксельным детектором. Это свойство можно использовать для получения изображений объектов через турбулентные и рассеивающие среды, например, для получения изображений через туман. Однако аберрации, вносимые различными оптическими элементами, которые могут быть в оптической схеме на пути к объекту, все еще влияют на полученное изображение.

Для анализа факторов, влияющих на качество ФИ, представим изображение $O(x,y)$ исследуемой поверхности в виде суммы двух частей [7,8]:

$$O(x,y) = \iint R(x',y')\, C_s(x-x', y-y')\, dx'dy' + \langle P(x,y)\rangle^2 \iint R(x',y')dx'dy', \quad (2)$$

где

$$C_s(x-x', y-y') = \langle P(x,y)P(x',y')\rangle - \langle P(x,y)\rangle\langle P(x',y')\rangle \quad (3)$$

является функцией взаимной корреляции, а $P(x,\ y)$ и $P(x',\ y')$ — неискаженная и искаженная спекл-картины.

Первое слагаемое (5) определяет разрешающую способность метода ФИ, чем меньше полуширина функции C_s, тем выше разрешение изображения. Второе слагаемое (2) определяет контраст ФИ.

В случае идентичности спекл-картин в обоих пучках ($P(x,\ y) = P(x',\ y')$) функция взаимной корреляции совпадает с функцией автокорреляции. Любые различия между спекл-картинами в опорном и объектном лучах приводят к ухудшению качества ФИ. Эти искажения чаще всего вызваны аберрациями в оптической системе.

В настоящее время для описания функции волновой аберрации, т.е. функции отклонения реального волнового фронта от идеального, все чаще применяется разложение этой функции по ортогональным полиномам Цернике. Ортогональность полиномов Цернике дает им большие преимущества при анализе аберраций по сравнению с теорией Зейделя. Абсолютные значения полиномов Цернике уменьшаются с увеличением степени полиномов, то есть ряд Цернике, как правило, всегда сходится. И самое главное, определенные типы аберраций, представленные разложением по полиномам Цернике, влияют на качество изображения совершенно независимо друг от друга.

Полиномы Цернике определяются как:

$$Z_n^m(\rho,\varphi) = z_n^m R_n^m(\rho)\cos(m\varphi), \quad (4)$$

где m и n — неотрицательные целые числа, такие что n ≥ m, φ — азимутальный угол, ρ — радиальное расстояние, z_n^m – коэффициент Цернике, описывающий отклонение от средней фазы, R_n^m – радиальные полиномы.

Радиальные полиномы R_n^m определяются как:

$$R_n^m(\rho) = \sum_{k=0}^{\frac{n-m}{2}} \frac{(-1)^k \rho^{-2k+n}(-k+n)!}{k!(\frac{n+m}{2}-k)!(\frac{n-m}{2}-k)!}\, \rho^{n-2k}. \quad (5)$$

Тогда волновой фронт описывается как сумма полиномов:

$$W(\rho,\varphi) = \sum_{n=0}^{\infty}\sum_{m=0}^{\infty} Z_n^m. \quad (6)$$

Чтобы исследовать, как аберрации влияют на качество фантомных изображений, рассмотрим оптическую схему, показанную на рисунке 2. Такие аберрации могут возникать, например, после прохождения света через светоделитель неравномерной толщины. Тогда проходящий луч будет иметь фазовый сдвиг, который мы можем описать с помощью членов полиномов Цернике.

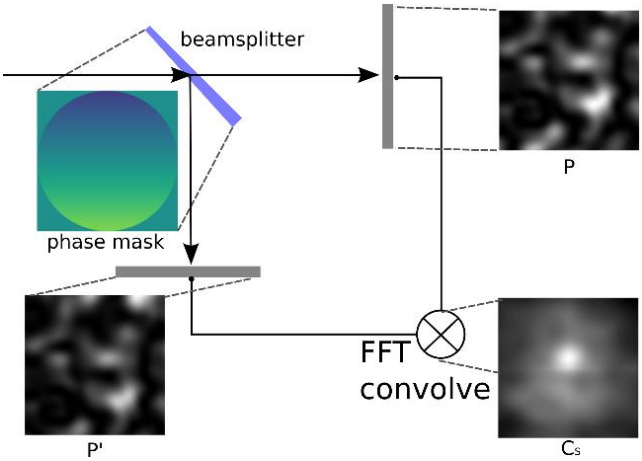


Рис. 2. Оптическая схема для моделирования аберраций, представленных полиномами Цернике.

Для анализа влияния волновых аберраций на корреляционную функцию между спекл-картинами было рассчитано распространение спекл-структур через зрачок оптической системы с заданной аберрацией, представленной полиномами Цернике с использованием численной аппроксимации быстрым преобразованием Фурье дифракционного интеграла Рэлея-Зоммерфельда.

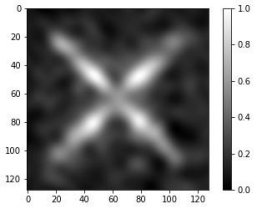
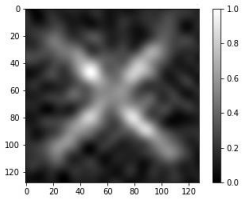
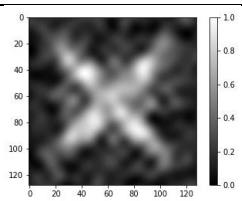
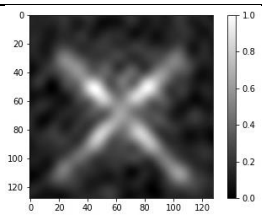
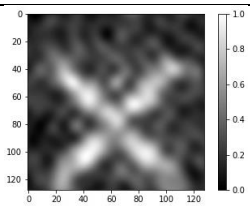
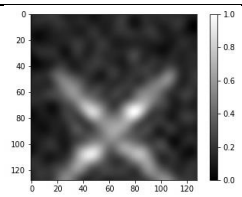
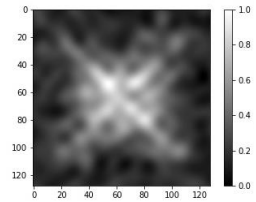
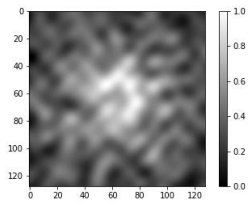
Z_n^m	1	2	3
Z_0^0			
Z_1^1			
Z_2^0			

Таблица 1. ФИ, полученные при различных типах аберраций в одном из оптических путей схемы (рис. 2).

Таблица 1 показывает к каким эффектам приводят соответствующие волновые аберрации. Таким образом, Z_0^0 добавляет размытие и визуально увеличивает объект

(т.е. объект визуально приближается). То есть постоянная фаза заставляет фокальную плоскость оптической системы смещаться от плоскости изображения. Наклон Z_1^1 приводит к линейному смещению изображения от фокальной плоскости. А расфокусировка Z_2^0 искажает изображение симметрично относительно центра.

Заключение

В докладе рассмотрены основные типы волновых аберраций, вносимые оптической системой. Аберрации представлены в виде полиномов Цернике. Было определено, что различные типы аберраций вносят заметные обособленные изменения в форму функции взаимной корреляции между искаженными и идеальными спекл-картинами. Это означает, что в случае интерференции второго порядка ортогональные полиномы Цернике описывают независимые вклады волновых аберраций [9]. Аберрации, соответствующие полиномам высокой степени, сильнее искажают функцию взаимной корреляции спекл-картин, т.е. оказывают более существенное влияние на качество фантомного изображения.

ЛИТЕРАТУРА

1. B. M. Oliver // Proceedings of the IEEE. 1963. V. 51. No 1. P. 220-221.
2. J. W. Goodman “Speckle phenomena in optics: theory and applications” Englewood: Roberts and Company Publishers, 2007.
3. G. Scarcelli et al. // Physical review letters. 2006. V. 96. No 6.
4. A. Gatti et al. // Journal of Modern Optics. 2006. V. 53. No 5-6. P. 739-760.
5. L.M. Sanchez Brea // 2019. Ver. 0.0.13. https://pypi.org/project/diffractio/
6. I. Sh. Khasanov et al. // AIP Conference Proceedings. 2020 V. 2299 No. 1.
7. I. Sh. Khasanov et al. // Fourth International Conference on Terahertz and Microwave Radiation: Generation, Detection, and Applications. – International Society for Optics and Photonics. 2020 V. 11582.
8. L. Basano et al. // American Journal of Physics. 2007. V. 75. No 4. P. 343-351.
9. T. V. Blagova et al. // Journal of Physics: Conference Series. 2021. V. 2091. No 1. P. 012009.

Методика определения состояния гетероструктуры мощного ИК диодного лазера по токовой зависимости их спектральной характеристики

В.В. Близнюк[1,*], В.А. Паршин[1], А.Г. Ржанов[2,**], О.И. Семенова[1], А.Е. Тарасов[1]

[1.] *Национальный исследовательский университет «МЭИ»*

[2,] *Физический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова*

[*]4059541@mail.ru; [**] rjanov@mail.ru

Мощные полупроводниковые лазерные диоды (ЛД) с выводом излучения через оптическое волокно широко используются в разных областях науки, техники и медицины. К таким лазерам принято относить ЛД с мощностью непрерывной генерации от сотен милливатт до нескольких ватт, а также ЛД, с полоски активной области шириной 1 мкм которых снимается излучение мощностью 10 мВт [1].

Современные методики тестирования гетероструктуры мощных ЛД основаны на анализе временнóй зависимости медленно изменяющихся параметров лазерного излучения: мощности, диаграммы направленности и степени линейной поляризации (контраста) [2-4]. При нормальном режиме работы ЛД первые признаки деградации гетероструктуры проявляются не ранее, чем через две-три тысячи часов наработки. Поэтому в настоящее время для тестирования гетероструктуры ЛД проводятся испытания по ускоренному старению выборки приборов из партии лазеров при повышенных значениях температуры окружающей среды и тока накачки. Однако в ходе ускоренного старения ЛД практически полностью вырабатывают свой ресурс, что не позволяет решить главную проблему, остро стоящую при серийном производстве лазеров – определение качества конкретного отдельно взятого активного элемента ЛД без расходования значительной части ресурса лазеров [5].

В данной работе предлагается методика определения состояния гетероструктуры отдельно взятого экземпляра ЛД практически без расходования его ресурса. В ее основу положена разработанная ранее методика тестирования гетероструктуры одномодовых лазерных диодов по токовой зависимости их спектральной характеристики на начальном этапе эксплуатации [6].

Мощные многочастотные ЛД с широким контактом в отличие от одномодовых ЛД характеризуются сложной формой спектральной характеристики $f_{\text{эксп}}(\nu)$ (рис.1). Поэтому анализ спектра излучения мощных ЛД $f_{\text{эксп}}(\nu)$ проводится путем разложения его на N составляющих (N каналов генерации) с расчетными профилями спектральных линий $f_{\text{расч},i}(\nu,\nu_{0i},\Delta\nu_i)$, характерными для излучения одномодового лазера с центральной частотой ν_{0i} и полушириной $\Delta\nu_i$[7]:

$$f_{\text{эксп}}(\nu) = \sum_{i=1}^{N} f_{\text{расч},i}\left(\frac{\nu-\nu_{0i}}{\Delta\nu_i}\right). \quad (1)$$

Физическое обоснование такого подхода к анализу спектральной характеристики $f_{\text{эксп}}(\nu)$ состоит в том, что процесс разделения излучения мощных ЛД на N независимых каналов генерации наблюдается экспериментально.

Разделение излучения на N независимых каналов генерации можно объяснить следующим образом. Для того чтобы поле излучения в определенной части волновода, например, на краю активной области, могло быть связано по фазе с полем на другом крае этой области, волне необходимо несколько раз обойти резонатор. Если длина когерентности меньше оптического пути при таком обходе, то излучение разделяется на нефазированные каналы генерации. Из этого следует, что необходимым условием разделения излучения на отдельные каналы является, в первую очередь, малая (до 6 см) длина когерентности ЛД [7], а также превышение

порога генерации по всей площади контакта W в пределах всего контура усиления квантовой ямы. Кроме того, на формирование канала влияет нелинейный эффект пространственной самофокусировки за счет зависимости показателя преломления от концентрации неравновесных носителей в активной области ЛД и трансформации латерального профиля инверсии.

В настоящей работе анализ функции $f_{эксп}(\nu)$ проведен для партии из пяти лазерных диодов KLM-H980-120-5 с порядковыми номерами с 121 по 125. У всех ЛД из этой партии ширина контакта равна 100 мкм, а мощность излучения – 120 мВт.

На момент начала тестирования лазеров время наработки всех приборов не превышало 20 часов. В процессе тестирования ЛД наблюдалось существенное отличие формы спектральной линии излучения $f_{эксп}(\nu)$ для приборов с разными порядковыми номерами. Анализ спектров излучения пяти ЛД по методике, изложенной в [6], показал, что в спектре излучения лазеров с порядковыми номерами 121 и 124 можно выделить три канала генерации, а в спектре излучения лазеров с порядковыми номерами 122, 123 и 125 – четыре канала.

Такого рода различия спектров излучения ЛД мы связываем с вариациями коэффициента нелинейной рефракции полупроводника квантовой ямы и одновременно длины когерентности излучения в каналах генерации ЛД. Проведенные нами расчеты показали, что меньшее число каналов генерации соответствует большей степени когерентности излучения ЛД. а увеличение числа каналов $N_{кан}$ означает, что длина когерентности $L_{ког}$ излучения в каналах уменьшается [6]:

$$N_{кан} = W\sqrt{\frac{2\pi n}{\lambda_0 L_{ког}}}. \qquad (2)$$

При эффективном показателе преломления лазерного волновода n=3.56, ширине активной области W= 100 мкм и средней длине волны излучения λ_0 = 969 нм для лазеров с порядковыми номерами 121 и 124, согласно (2), длина когерентности $L_{ког}$ равна 2.6 см, а для лазеров с порядковыми номерами 122, 123 и 125 – 1.4 см. Полученные результаты расчетов указывают на низкую когерентность излучения лазеров с порядковыми номерами 122, 123 и 125 и, согласно [6], на изначально низкое качество гетероструктур этих лазеров.

Ранее нами экспериментально установлено, что с ростом тока накачки спектральная характеристика мощных ЛД $f_{эксп}(\nu)$ трансформируется, что приводит к изменению числа и амплитуд спектральных составляющих [7]. Такого рода трансформация спектра характерна для лазеров с порядковыми номерами 122, 123 и 125. Напротив, для лазеров с порядковыми номерами 121 и 124 наблюдается практически полное отсутствие токовой зависимости спектра излучения.

В качестве наглядной иллюстрации к сказанному на рис. 1 приведены кривые $f_{эксп}(\nu)$ для лазеров с порядковыми номерами 122 и 124 при разных токах накачки. Выбор этих лазеров обусловлен тем, что среди всех пяти лазеров токовая зависимость спектральной характеристики ЛД с порядковым номером 122 проявляется сильнее всего, а в ЛД с порядковым номером 124 – практически отсутствует.

Спектры излучения всей партии ЛД измерялись после испытаний по ускоренному старению при температуре 45° в течение 90 часов. Экспериментально установлено, что после таких испытаний вариация спектра излучения лазеров с номерами 121 и 124 при разных токах накачки не превышает погрешности измерений, а значит, число каналов генерации остается постоянным в течение долгого времени и процесс деградации гетероструктуры протекает медленно. В спектрах излучения лазеров 122 и 123 отмечено формирование следующего (пятого) канала генерации, что указывает на изначально низкое качество гетероструктуры этих лазеров.

Таким образом, показано, что в качестве параметра, по которому можно определить состояние гетероструктуры ЛД, наряду с временно́й зависимостью количества каналов генерации излучения можно использовать токовую зависимость спектра излучения в первые часы эксплуатации ЛД.

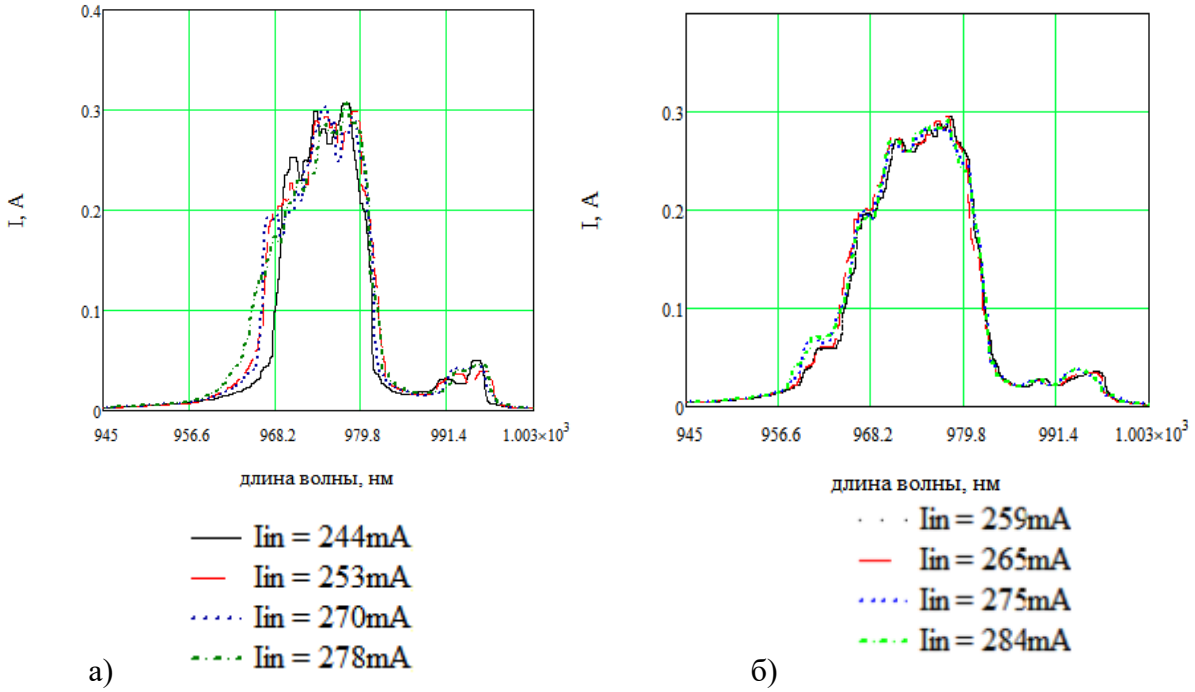


Рис. 1. Спектральные характеристики мощных ЛД модели KLM-H980-120-5 на начальном этапе эксплуатации при разных токах накачки – а) лазер с порядковым номером 122; б) лазер с порядковым номером 124.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Е. Жуков. “Физика и технология полупроводниковых наноструктур”. СПб.: Элмор. 2007. 304 с.

2. Л. Кейси, М. Паниш. “Лазеры на гетероструктурах". М.: Мир, 1981, Т. 2, 299 с. 3. D.R. Miftakhutdinov, A.P.Bogatov, A.E. Drakin // Quantum Electronics. 2010. V. 40. № 7. P. 583.].

3. D.R. Miftakhutdinov, A.P.Bogatov, A.E. Drakin // Quantum Electronics. 2010. V. 40. № 7. P. 583.

4. В.В. Близнюк// Сб. докладов XXII межд. конф. “Лазеры. Измерения. Информация. – 2012”. (СПб., 2012). С. 224.

5. В.Г. Сидоров, Н.П. Шмидт // Науч.-техн. ведомости СПбГПУ. Физ.-мат. науки. 2013. № 2(170). С. 71.

6. V.V. Bliznyuk et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No 2. P. 173.

7. А.А. Адамов, М.С. Баранов, В.Н. Храмов // Научно-технический вестник ИТМО. 2018. Т. 18. № 3. С. 356.

Самосогласованная трехмерная модель усиления терагерцового импульса в лазерноиндуцированном неравновесном плазменном канале в ксеноне

А. В. Богацкая[1,2], Е. А. Волкова[3], А. М. Попов[1,2]
[1]*Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова, 119991, Москва, Россия*
[2]*Физический институт им. П.Н. Лебедева, РАН,* 119991, Москва, Россия
[3] *Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, МГУ,* 119991, Москва, Россия

alexander.m.popov@gmail.com

Широкий спектр возможных применений излучения терагерцового диапазона привлекает огромное внимание специалистов в различных областях, таких как молекулярная физика и физика твердого тела, спектроскопия, неинвазивная диагностика в медицинских целях и системах безопасности, контроль качества, беспроводная связь, дистанционное зондирование атмосфера и т.д.

В данной работе проведено комплексное самосогласованное трехмерное моделирование процесса усиления мощных ультракоротких ТГц импульсов в неравновесных протяженных плазменных каналах, формируемых в ксеноне при его многофотонной ионизации фемтосекундными УФ лазерными импульсами [1-5]. Расчеты основаны на совместном интегрировании волнового уравнения второго порядка в цилиндрической геометрии и системы кинетических уравнений Больцмана для функции распределения электронов по скоростям в различных пространственных точках канала в двучленном приближении.

Начнем рассмотрение с волнового уравнения второго порядка в цилиндрической геометрии (ось z направлена вдоль распространения УФ и ТГц импульсов) для линейно поляризованного короткого ТГц импульса, распространяющегося в канале неравновесной ксеноновой плазмы:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial \rho}\left(\rho \frac{\partial E}{\partial \rho}\right) = \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c^2}\frac{\partial j}{\partial t}. \quad (1)$$

Здесь $\vec{r} = \{\rho, z\}$ – радиус-вектор, $E(\rho, z, t)$ – напряженность электрического поля волны, $j(\rho, z, t)$ – плотность тока в плазме, индуцированная ТГц мпульсом.

Общий подход для вычисления такого тока в диспергирующей среде был рассмотрен в работе [6]. Для анализа процесса усиления импульса а также опредедения его параметров волновое уравнение (1) необходимо решать совместно с системой кинетических уравнений Больцмана для определения функцми распределения электронов по скоростям (ФРЭС) в различныъ пространственных точках канала:

$$\frac{\partial f(\vec{r},\vec{v},t)}{\partial t} - \frac{e\vec{E}(\vec{r},t)}{m}\frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = St(f). \quad (2)$$

Здесь $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ - ФРЭС, нормированная согласно условию

$$\int f(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3 v = 1, \quad (3)$$

$\vec{E}(\vec{r}, t)$ – вектор электрического поля, а $St(f)$ – интеграл столкновений, который в общем случае учитывает как упруние,так и неупругие столкновения электронов.

В случае, если дрейфовая скорость электронов в элекриическом поле мала по сравнению с их тепловой скоростью, уравнение (2) можно анализировать в двухчленном приближении [7,8]. Тогда

$$f(\vec{r}, \vec{v}, t) = f_0(\vec{r}, v, t) + \cos\vartheta\, f_1(\vec{r}, v, t) \quad (4)$$

(ϑ – угол между вектором скорости и вектором напряженности электрического поля волны), где нулевая гармоника $f_0(\vec{r},v,t)$ определяет распределение электронов по абсолютному значению скорости, а первая $f_1(\vec{r},v,t)$ – определяет асимметрию распределения электронов по скоростям и обеспечивает возможность найти электрический ток в плазме:

$$j(\vec{r},t) = -\frac{4\pi e n_e(\vec{r})}{3}\int v^3 f_1(\vec{r},v,t)dv. \quad (5)$$

Здесь $n_e(\vec{r})$ – концентрация электронов в плазме. Подставляя (4) в (2), получаем систему уравнений для гармоник f_0 и f_1 в каждой пространственной точке канала [26]:

$$\frac{\partial f_0(\vec{r},v,t)}{\partial t} = \frac{eE(\vec{r},t)}{3mv^2}\frac{\partial}{\partial v}\left(v^2 f_1(\vec{r},v,t)\right) + \frac{m}{M}\frac{1}{v^2}\frac{\partial}{\partial v}\left(\nu_{tr}(v)\left(vf_0 + \frac{T_g}{m}\frac{\partial f_0}{\partial v}\right)\right), \quad (6)$$

$$\frac{\partial f_1(\vec{r},v,t)}{\partial t} + \nu_{tr} f_1 = \frac{eE(\vec{r},t)}{m}. \quad (7)$$

Здесь ν_{tr} –транспортная частота столкновений, M – масса атома ксенона, $T_g = 0.025$ eV – газовая температура.

В соответствии с рассматриваемой моделью фемтосекундный УФ лазерный импульс распространяется в ксеноне вдоль оси z и создает неравновесный плазменный канал, характеризующийся гауссовым распределением электронной плотностью по радиусу и изотропной ФРЭС, имеющей пичковую структуру. Для атомов ксенона (потенциал ионизации $I_i \approx 12.13$ эВ) при ионизации излучением KrF лазера ($\hbar\Omega = 5.0$ эВ) фотоионизационный пик характеризуется энергией $\varepsilon_0 = 3\hbar\Omega - I_i \approx 2.87$ эВ. Как было показано в [1], такая плазма является средой для усиления ТГц излучения. При моделировании мы полагаем, что ТГц импульс распространяется вслед за лидирующим фемтосекундным УФ импульсом и находится в зоне усиления, которая может составлять несколько сантиметров [2-5]. Мы также полагаем, что ионизующий фемтосекундный импульс распространяется в газе со скоростью света почти без потери энергии, формируя канал с однородной концентрацией электронов в доль оси z. Система отсчета выбрана так, что лидирующий УФ импульс находится в точке z = 0.

Уравнение (1) решалось совместно с системой уравнений для гармоник нулевого и первого порядка (6), (7) в каждом узле пространственной сетки. Краткое обсуждение численной процедуры содержится в [5] и приведенных в этой работе ссылках. Аналогично [5], временной шаг интегрирования составлял $\Delta t = 4\times10^{-15}$ с, шаг пространственной дискретизации был $\Delta z = c\times\Delta t = 1.2\times10^{-4}$ см и $\Delta\rho = 0.065$ см. Размер области счета был выбран в направлении распространения пучка (ось z) $L = 1.0$ см и в поперечном направлении $R_{max} = 6.0$ см. Выбранный временной шаг интегрирования позволял использовать явную схему для уравнения Больцмана. Начальные условия для уравнений (1), (6) и (7) выбирались аналогично [5].

Остановимся прежде всего на результатах моделирования процесса распространения слабого затравочного ТГц импульса на длине пробега 30 см в неравновесном плазменном канале в ксеноне радиусами $R_0 = 0.5$ см и $R_0 = 1.5$ см с радиальным профилем $N_e = N_e^{(0)}\times exp(-(\rho/R_0)^2)$ и различными начальными значениями электронной плотности $N_e^{(0)}$. Поперечный размер начального ТГц импульса определялся радиусом плазменного канала $\rho_0 = R_0$. Типичные распределения пространственной структуры поля для электронных концентраций в плазме канала 3×10^{13} см$^{-3}$ и 10^{14} см$^{-3}$ и для плотности газа $N = 10^{20}$ см$^{-3}$, а также для случая распространения импульса в пустом пространстве приведены на рис.1. Начальный импульс показан на рис.1а. В данные нормированы на максимальное значение напряженности поля в затравочном импульсе. Во-первых, в соответствии [2,3] мы

видим, что плазменный канал предотвращает диффузионное расплывание импульса в радиальном направлении: для концентрации 10^{14} см$^{-3}$ распространяющийся импульс ТГц локализован внутри плазменного канала (рис.2d), в то время как $N_e^{(0)}$=10^{13} см$^{-3}$ (рис.2c) и особенно для случая распространения в свободном пространстве (рис.2b) дифракционная расходимость заметно более существенна. Эти данные подтверждают сделанное ранее утверждение [2], что показатель преломления в плазме ксенона с пичковой структурой ФРЭС может быть больше единицы, т.е. такая плазма является оптически более плотной средой по сравнению с неионизованным газом. Также мы видим, что с увеличением электронной плотности растет задержка во времени между УФ и ТГц импульсами.

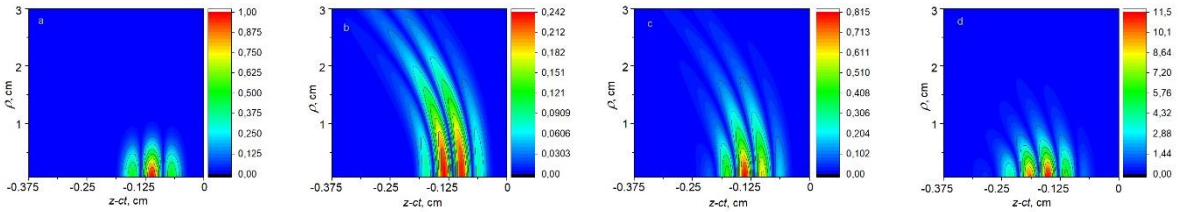


Рис.1. Пространственное распределение абсолютного значения напряженности электрического поля в ТГц импульсе: начальное распределение (a), при распространения на 30 см в свободном пространстве (b),при распространении на 30 см в неравновесном плазменном канале с плотностью газа 10^{20} см$^{-3}$ с гауссовым профилем электронной плотности со значением $N_e^{(0)} = 3 \times 10^{13}$ см$^{-3}$ (c) и 10^{14} см$^{-3}$ (d). Радиальные размеры канала и затравочного ТГц импульса равны $R_0 = 0.5$ см. Линии уровня соответствуют определенным значениям напряженности электрического поля. Фемтосекундный УФ импульс находится в точке $z - ct = 0$. Пиковая интенсивность затравочного импульса 1 Вт/см^2.

Все предыдущие расчеты относились к относительно слабым полям, которые не влияют на эволюцию энергетического спектра электронов. Для изучения предельно возможного усиления импульса в канале и насыщения усиления, определяемого влиянием усиливаемого импульса на ФРЭС в плазме канала мы провели расчеты динамики усиления для различных значений пиковой интенсивности начального импульса. Для сравнения данных для различных значений пиковой интенсивности начального импульса мы ввели фактор усиления $g(L)$ как отношение энергии импульса на длине $L = 30$ см к начальной:

$$g(L) = \int E^2(\rho, z, t = L/c)\rho d\rho dz / \int E^2(\rho, z, t = 0)\rho d\rho dz. \qquad (8)$$

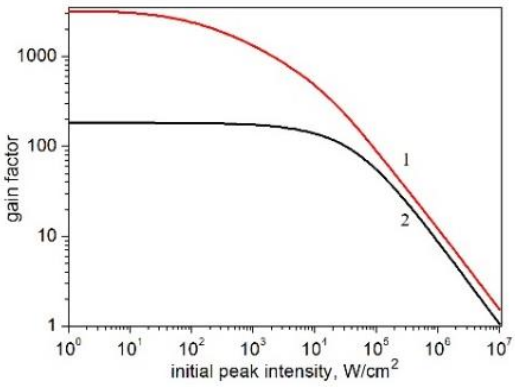


Рис.2. Фактор усиления (см. (9)) в зависимости от пиковой интенсивности затравочного импульса для радиусов плазменного канала 1.5 см (1) и 0.5 см (2).

Результаты расчетов для $N_e^{(0)} = 10^{14}$ см$^{-3}$ и двух значений радиусов канала ($R_0 = 0.5$ см и $R_0 = 1.5$ см) представлены на рис.2. Как видно, величина $g(L)$ практически постоянна вплоть до величины интенсивности $\leq 10^3$ Вт/см^2 а затем быстро убывает с увеличением интенсивности. Это убывание есть результат существенной перестройки ФРЭС в канале, вызываемое усиливаемым импульсом. Расчеты показывают, что в не зависимости от начального радиуса плазменного канала верхний предел по интенсивности излучения в ТГц импульсе составляет величину порядка $I^* \approx 10^7$ Вт/см^2.

Для более детального понимания эффекта насыщения усиления ТГц импульса на уровне ~10^7 Вт/см^2 на рис.3 представлены результаты расчета эволюции ФРЭС в пространственной точке ($z - ct = -0.2$ cm) за лидирующим УФ импульсом как на оси плазменного канала ($\rho = 0$), так и на его периферии ($\rho = \rho_0$).

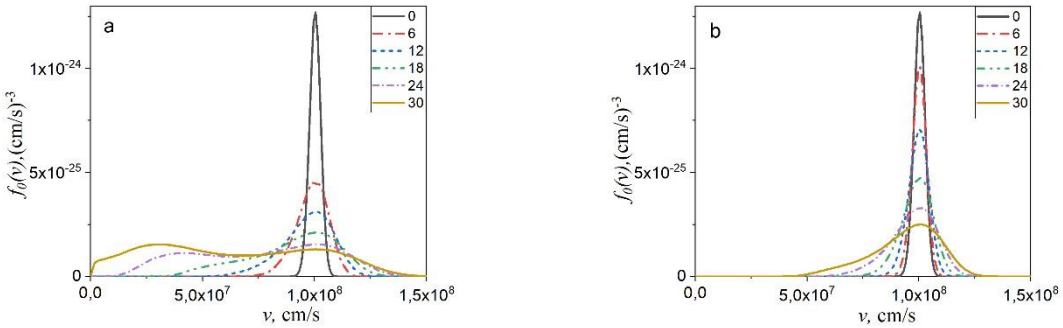


Рис.3. ФРЭС в зависимости от длины распространения в пространственной точки за лидирующим УФ импульсом ($z - ct = -0.2$ cm) для $\rho_0 = 0.5$ см, $I_0 = 10^5$ Вт/см^2 (a, b). Радиальные координаты $\rho = 0$ (a) и $\rho = \rho_0$ (b). Длины распространения (в см) даны на вставке.

Как видно, в обоих случаях усиливаемый ТГц сигнал вызывает сильную перестройку ФРЭС, разрушая пичковую структуру спектра, создаваемую УФ импульсом. Как результат усиление в плазме убывает во времени и затем сменяется поглощением. При этом наиболее быстрая перестройка ФРЭС происходит на оси канала в области сильного поля. Вследствие этого, как радиальное, так и распределение поля вдоль оси z могут существенно искажаться. При этом расчеты показывают возможное сокращение длины затравочного импульса и формирование униполярных ТГц импульсов [9-13].

Работа поддержана грантом Российского научного фонда, грант № 22-22-00225.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.V. Bogatskaya, and A.M. Popov // JETP Lett. 2013. V.97. No 7. P. 388.
2. A. V. Bogatskaya et al. // Las. Part. Beams. 2015 V.33. No 1. P. 17.
3. A. V. Bogatskaya et al. // Phys. Plasmas. 2016. V.23. No 9. P. 093510.
4. A. V. Bogatskaya et al. // Phys. Rev. E. 2020. V. 102. No 4. P. 043202.
5. A. V. Bogatskaya et al. // J. Opt. Soc. Am. B. 2022. V. 39. No 1. P. 299.
6. A. V. Bogatskaya, E. A. and A. M. Popov // Las. Phys. Lett. 2019. V. 16. No 6. 066008.
7. V. L. Ginzburg and A. V. Gurevich // Sov. Phys. Usp. 1960. V. 3. P. 115.
8. Ю. П. Райзер «Лазерная искра и распространение разрядов» М.: Наука, 1974.
9. A. V. Pakhomov et al. // Phys. Rev. A. 2017. V. 95. P. 013804.
10. R. M. Arkhipov et al. // Phys. Rev. A. 2020. V. 101. P. 043838.
11. R. M. Arkhipov et al. // Las. Phys. Lett. 2022. V.19. P. 043001.

12. A. V. Bogatskaya et al. // Phys. Rev. E. 2021. V. 104. P. 025202.
13. A. V. Bogatskaya et al. // Plasma Sour. Sci. and Technol. 2021. V. 30 No 8. P. 085001.

(2D+1) оптические вихри в туннельно-связанном волноводе

Брянцев Б.С., Калинович А.А., Захарова И.Г.
Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E–mail: brisbryantsev@mail.ru

В последнее десятилетие исследователей привлекают структуры, называемые вихревыми оптическими солитонами или вихрями. Оптическим вихрем является солитон, в волновом фронте которого содержится фазовая сингулярность. При этом он имеет характерное распределение интенсивности (например, похожее на кольцо) и фазы (в виде спирали). Исследования солитонов, в том числе, имеющих фазовую сингулярность, наиболее развиты в средах с керровской (кубической) нелинейностью.

Вихревые солитоны, а также пучки, с помощью которых они образованы, имеют множество практических применений: оптические системы связи, захват и перемещение частиц вихревыми пучками, микроскопия с высоким разрешением и другие [1]. К сожалению, для полноценного использования оптических солитонов с фазовой сингулярностью требуется преодолеть проблему азимутальной неустойчивости, характерную для пучков, обладающих орбитальным угловым моментом. Азимутальная неустойчивость ведет к распаду оптических вихрей на некоторое количество фундаментальных солитонов, которые также являются неустойчивыми в кубически нелинейных средах. Для стабилизации вихрей существует несколько способов [2], например, использование сред с конкурирующими нелинейностями, сред с захватывающими потенциалами или сред с нелокальной нелинейностью. Новую возможность преодоления азимутальной неустойчивости обнаружили в бинарных Бозе-Эйнштейновских конденсатах (БЭК). Стабильные двумерные и трехмерные оптические вихри были получены в БЭК с (псевдо) спин-орбитальной связью (СОС), которая является эффективной имитацией СОС, порождаемой связью магнитного момента электрона с магнитным полем, создаваемым собственным электростатическим полем ионной решетки [3], в полупроводниках. Авторы [4] использовали оптическую аналогию СОС в структуре, представляющей собой двужильный волновод с керровской нелинейностью, для стабилизации фундаментальных двумерных солитонов.

В настоящей работе мы изучаем возможность использования аналога оптической СОС [4] для стабилизации двумерных оптических вихрей. Процессы в бинарных БЭК описываются двумя нелинейными уравнениями Шредингера (НУШ), которые связаны между собой линейной СОС. Туннельно-связанный волновод с керровской нелинейностью также описывается двумя, связанными НУШ, которые выглядят следующим образом:

$$\begin{aligned}\frac{\partial q_1}{\partial \xi} &= \frac{i}{2}\left(\frac{\partial^2}{\partial \eta^2}+\frac{\partial^2}{\partial \tau^2}\right)q_1 + i|q_1|^2 q_1 + \left(ic - \delta\frac{\partial}{\partial \tau}\right)q_2 + i\beta q_1\,,\\ \frac{\partial q_2}{\partial \xi} &= \frac{i}{2}\left(\frac{\partial^2}{\partial \eta^2}+\frac{\partial^2}{\partial \tau^2}\right)q_2 + i|q_2|^2 q_2 + \left(ic - \delta\frac{\partial}{\partial \tau}\right)q_1 - i\beta q_2\,.\end{aligned} \tag{1}$$

Здесь поперечная координата $\eta = x/x_0$ и продольная координата $\xi = z/L_{diff}$ нормированы, соответственно, на пространственный масштаб x_0 и дифракционную длину $L_{diff} = kx_0^2$, где k – волновое число, $\tau = (t - z/v_{gr})/t_0$ – нормированное локальное время ($t_0 = \left(L_{diff}|\partial^2 k/\partial\omega^2|\right)^{1/2}$). За аналог СОС, названный в [4] связывающей дисперсией (СД), отвечает коэффициент $\delta \approx (c/t_0)\,[2/\omega + \chi_l^{-1}\partial\chi_l/\partial\omega]$, где χ_l- амплитуда модуляции диэлектрической проницаемости.

Начальное условия для вихревого пучка имеет вид:

$$A_{1,2}(x,\tau)|_{z=0} = A_{10,20}\exp(x^2 + \tau^2 + i\phi), \quad (2)$$

где $\phi = \arg(x + i\tau)$, $A_{10,20}$ – входные значения амплитуды импульсов в первом и втором волноводе, соответственно.

Перед рассмотрением процессов формирования и распространения вихревых солитонов в двужильном волноводе, мы получили стабильное солитонное решение в такой структуре, основываясь на данных статьи [4]. Далее, используя параметры, при которых был получен стабильный фундаментальный солитон, как точку отсчета, мы запустили в среду импульс вида (2).

При $\delta = 0$ ($\mathrm{c} = 1, \beta = 5, A_{10} = 1.75, A_{20} = 0$) в системе отсутствует СД, импульс разрушается из-за не скомпенсированного влияния дифракции и дисперсии (рис. 1а). При постепенном увеличении δ (с шагом 0.5), в системе начинает действовать СД, импульс продолжает неконтролируемо расширяться в пространстве и времени, но с другим “паттерном” распада (рис. 1а-г). При вариации других параметров (c, β) форма импульсов в первом и втором волноводе изменяется, но импульсы продолжают неизбежно распадаться на несколько небольших быстро затухающих кластеров.

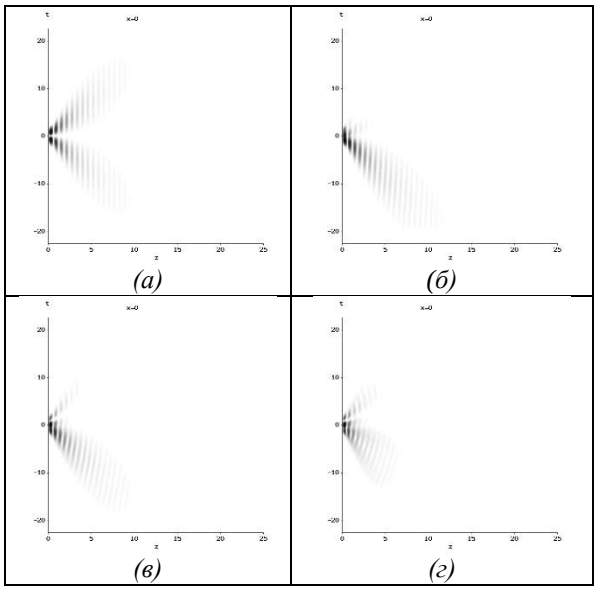


Рис.1 Профиль амплитуды в tz-плоскости для импульса во втором волноводе для разных значений δ= 0 (а), 0.5 (б), 1 (в), 1.5 (г) при постоянных $\mathrm{c} = 1, \beta = 5, A_{10} = 1.75, A_{20} = 0$.

В итоге, для импульсов с вихревой фазовой структурой в туннельно-связанном волноводе не было обнаружено стабильных решений при различных комбинациях параметров $\delta, \mathrm{c}, \beta$. Существует возможность, что стабильные оптические вихри удастся получить, если использовать среду с квадратичной нелинейностью или другой тип мод пучков, обладающих орбитальным угловым моментом.

Исследование выполнено при поддержке Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина».

ЛИТЕРАТУРА

1. Shen, Y. et al. // Light Sci Appl 2019, 8, 90
2. Boris A. Malomed // Physica D: Nonlinear Phenomena, 2019, V. 399, P. 108-137.

3. Y.A. Bychkov, E.I. Rashba // J. Phys. C 17 (1984) 6039–6045
4. Kartashov Y.V., et al. // Opt Lett. 2015 Mar 15; 40(6):1045-8.

Распространение электромагнитного излучения в графеновых структурах

К.В. Бухенский[1], А.Б. Дюбуа[1*], А.Н. Конюхов[1], С.И. Кучерявый[2], А.С. Сафошкин[1]
[1] Рязанский государственный радиотехнический университет имени В.Ф. Уткина, Российская Федерация, Рязань
[2] Обнинский институт атомной энергетики НИЯУ МИФИ, Российская Федерация, Калужская область, Обнинск
dubois,a,b@rsreu.ru

Открытие графена и создание терагерцовых лазеров на графене [1] стимулировали теоретические [2] и экспериментальные [3] исследования процессов перераспределения электромагнитных волн на планарных структурах.

В работе [2] исследована дифракция электромагнитных волн для TE и TM поляризаций для изотропных и анизотропных структур. При этом рассматривался процесс отражения падающей волны из воздуха ($\varepsilon_1 = 1$) в среду с проницаемостью $\varepsilon_2 = (\varepsilon_t, \varepsilon_t, \varepsilon_n)$ (графен). Из классической электромагнитной теории [4] коэффициенты отражения для TM- и TE-волн имеют вид:

$$r_{1|2}^{\mathrm{TM}} = \frac{\varepsilon_t \cos\theta - \sqrt{\varepsilon_t - \left(\frac{\varepsilon_t}{\varepsilon_n}\right)\sin^2\theta}}{\varepsilon_t \cos\theta + \sqrt{\varepsilon_t - \left(\frac{\varepsilon_t}{\varepsilon_n}\right)\sin^2\theta}}, \tag{1}$$

$$r_{1|2}^{\mathrm{TE}} = \frac{\cos\theta - \sqrt{\varepsilon_t - \sin^2\theta}}{\cos\theta + \sqrt{\varepsilon_t - \sin^2\theta}}, \tag{2}$$

где θ - угол падения. Таким образом, коэффициенты пропускания для TM- и TE-волн составляют

$$t_{1|2}^{\mathrm{TM}} = \frac{2\varepsilon_t \cos\theta}{\varepsilon_t \cos\theta + \sqrt{\varepsilon_t - \frac{\varepsilon_t}{\varepsilon_n}\sin^2\theta}}, \tag{3}$$

$$t_{1|2}^{\mathrm{TE}} = \frac{2\cos\theta}{\cos\theta + \sqrt{\varepsilon_t - \sin^2\theta}} \tag{4}$$

соответственно; в идеальном случае без потерь пропускная способность TE-волн равняется $T^{\mathrm{TE}} = 1 - \left|r_{1|2}^{\mathrm{TE}}\right|^2$. Когда область 2 является изотропной средой (т.е. $\varepsilon_t = \varepsilon_n$), из анализа выражений для коэффициентов отражения следует, что для TM- и TE-волн отражательная способность будет отлична от нулевой, за исключением случаев, когда угол падения является углом Брюстера для TM-волн [4].

Однако даже в самом простом приближении решение уравнений Максвелла при заданных граничных и краевых условиях приводит к громоздким интегродифференциальным уравнениям [5], которые имеют строго аналитическое решение только для определенных геометрий структур [6].

В данной работе решена задача для поверхностной волны на планарной гетероструктуре, привлекательность которой объясняется следующими факторами:

1) относительная простота используемых теоретических моделей распространения электромагнитного излучения вдоль таких структур;

2) фундаментальность получаемых результатов, позволяющая обобщить их на более сложные геометрии структур;

3) планарная геометрия в достаточной степени близка к действительности.

В работе [5] был развит модовый метод исследования задач дифракции электромагнитного излучения на диэлектрическом барьере, где границы раздела между средами описываются параллельными или перпендикулярными плоскостями. Основным достоинством этого метода является сведение интегральных дифракционных уравнений к системе алгебраических, которые дают информацию, как о поверхностных, так и объемных полях, возбуждаемых в структуре. В работе [6] этот метод был использован для расчета процессов отражения поверхностной волны от вертикального диэлектрического барьера. В данной работе этот метод использован для расчета процесса отражения гауссова пучка от вертикального диэлектрического барьера. Последний представляет собой четыре, разделенные плоскостями $x=0$, $z=0$ и $z=d$ области, характеризующиеся диэлектрическими проницаемостями ε_i (где i – номер среды), с возбуждением поверхностных и объемных электромагнитных полей. Перечислим основные виды излучения при дифракции. Так как среда при $x<0$ не обладает волноведущим эффектом для поляритона, то там будет присутствовать только объемное отраженное излучение P^R. При $x>0$ это, прежде всего мода поверхностного поляритона P^{sp} [7] распространяющегося вдоль оси x (при нормальном падении пучка поток поверхностной волны вдоль оси z будет отсутствовать) и объемное прошедшее излучение P^T. Как отраженное, так и прошедшее объемные поля представляются по модам излучения. Поэтому исследование процесса дифракции подразумевает анализ нескольких моментов: исследование собственных мод при $x<0$ и $x>0$, разложение дифрагированного излучения по собственным модам и сшивание этих полей при $x=0$ для нахождения соответствующих амплитуд. Ниже приведены результаты численных расчетов для потоков отраженного, прошедшего излучений и для потока поверхностного поляритона.

ε_1	ε_2	ε_3	ε_4	P^R	P^T	P^{sp}
1	-20	1	11.7	0.45	0.45	0.1
1	-50	5	12.0	0.54	0.29	0.17
1	-100	10	12.2	0.67	0.14	0.21
1	-1000	15	12.4	0.79	0.09	0.12

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Chakraborty et al. // Science. 2016. V. 351. No. 6270. P. 246-248.
2. Sh. Shah et al. // Phys. Rev. Applied. 2018. V. 10. No. 3. P. 034025.
3. B.I. Afinogenov et al. // Phys. Rev. Applied. 2018. V. 9. No. 2. P. 024027.
4. J.A. Kong // EMW Publishing, Cambridge, MA, 2008.
5. Voronko A.I., Klimova L.G., Shkerdin G.N. // Solid State Comm. 1987. Vol. 61. No. 6. P. 361.
6. Дюбуа А.Б., Лысов Р.В. // Математическое моделирование. 2006. Т. 18. №3. С. 3-12.

Блоховские колебания в активных оптических системах

А.В. Вербицкий, А.В. Юлин
Университет ИТМО
alexey.verbitskiy@metalab.ifmo.ru

Динамика света в активных оптических резонаторах (лазерах) давно стала важной областью нелинейной оптики и продолжает активно развиваться в настоящее время [1-3]. Причиной такого интереса является как практическая важность этой отрасли знаний, так и фундаментальный аспект, связанный с богатой физикой таких систем.

Известно, что режимы лазерной генерации в значительной степени определяются структурой собственных мод системы. В настоящей работе мы рассмотрим возникновение лазерной генерации в системе связанных оптических резонаторов, где собственными модами являются состояния Ваннье-Штарка (В-Ш). Преимуществом такой системы является возможность перестройки рабочей частоты лазера путем геометрического сдвига области накачки. При этом мода не обязательно является сильно локализованной в небольшом числе резонаторов. Также стоит упомянуть, что суперпозиция состояний В-Ш может приводить к возникновению Блоховских колебаний (БК). Заметим, что динамика БК в оптическом контексте исследовалась в целом ряде работ, см., например, [4,5].

Явление оптических БК может наблюдаться в линейных системах связанных оптических микрорезонаторов. Каждый резонатор мы будем характерезовать его индексом. Мы рассмотрим случай, когда БК возникают из-за того, что резонансная частота мод является линейной функцией индекса резонаторов. Аналогичная система рассмотрена, например, в [6]. При этом собственные моды такой системы представляют собой состояния В-Ш, а их интерференция может приводить к периодическим осцилляциям волнового пакета в массиве резонаторов (или волноводов).

В консервативной системе БК позволили подавить дифракцию [6], а в простейшей диссипативной системе БК оказались устойчивыми по отношению к росту модового шума [7]. Кроме того, в оптических системах с *PT* симметрией были обнаружены невзаимные колебания [8], эффект самоотображения и гигантская рекомбинация [9]. Также, в [10] было показано, что в периодически изогнутом волноводном массиве с БК происходит динамическая локализация излучения. БК в поляритонных системах рассмотрены в [11].

Мы рассмотрим случай, когда каждый из резонаторов поддерживает только одну моду, и её структура определяется материалом и геометрий резонатора. В этом случае поле в резонаторе можно характеризовать амплитудой моды и для описания массива взаимодействующих резонаторов можно применить приближение сильной связи.

В качестве математической модели мы использовали диссипативное дискретное нелинейное уравнение Шрёдингера (применимое для описания распространения света в массиве связанных резонаторов) с пространственно распределённой накачкой:

$$\begin{gathered} i\cdot\partial_t U_n + (U_{n+1}+U_{n-1}-2\cdot U_n) + \mu\cdot n\cdot U_n - i\cdot\gamma(n)\cdot U_n + i\cdot\beta(n)\cdot|U_n|^2\cdot U_n = 0, \\ \text{где } \gamma(n) = a_1\cdot rect[(n-n_1)/w] - c_1 \text{ и } \beta(n) = b_1\cdot rect[(n-n_1)/w], \end{gathered} \tag{1}$$

где Un – амплитуда поля в n-м резонаторе, μ характеризует крутизну линейной зависимости собственных частот резонаторов от их номера, γ(n) – функция усиления, β(n) – нелинейное затухание. Вид функции γ(n) такой, что она положительна в некотором интервале индексов с центром n_1 и шириной w, что соответствует наличию линейного усиления с амплитудой a_1 в резонаторах. Остальные резонаторы пассивные

и имеют отличные от нуля линейные потери (c_1). Мы считаем, что нелинейные потери присутствуют только в тех резонаторах, где есть линейное усиление. Без ограничения общности мы зафиксировали b_1 равным 1.

Сначала рассмотрим случай, когда излучение усиливается только в одном резонаторе (w=1). Для этого мы провели прямое численное моделирование уравнения (1). В качестве начального распределения поля был выбран «белый шум». Результаты моделирования показаны на Рис. 1(а).

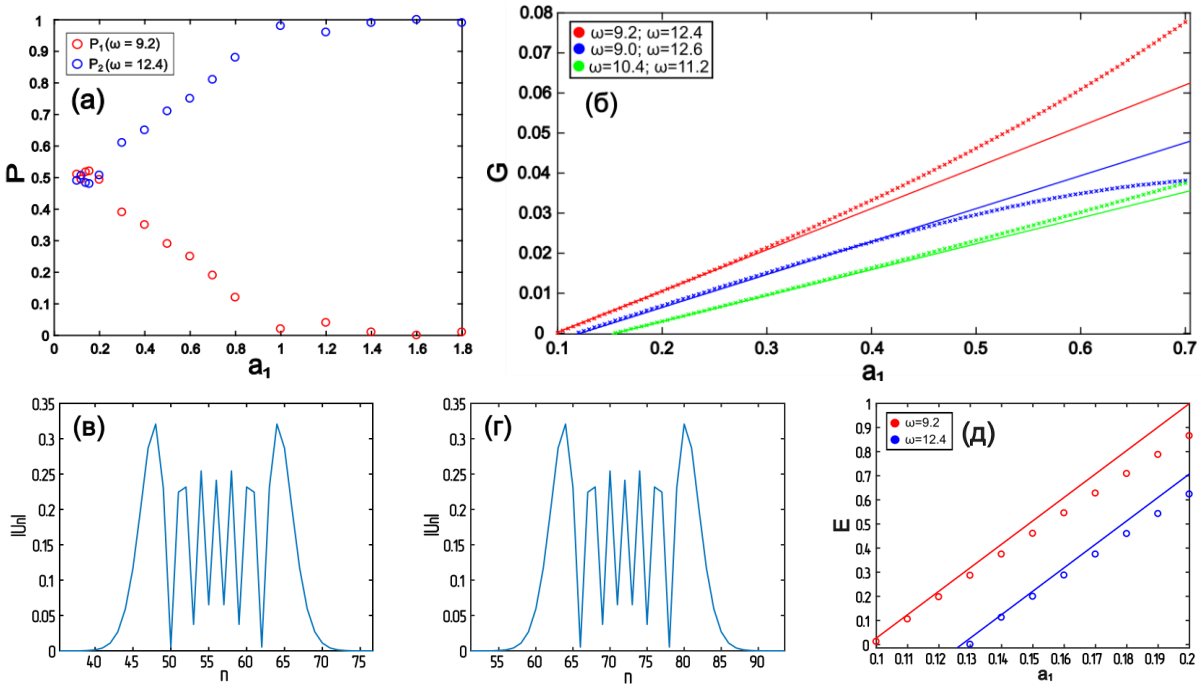


Рис. 1. (а) Зависимость вероятности появления супер-моды **P** от амплитуды накачки $\mathbf{a_1}$, полученная путем численного моделирования. (б) Зависимость инкремента супер-моды **G** от амплитуды накачки $\mathbf{a_1}$, полученная с помощью собственных значений (цветные крестики) и методом возмущений (цветные линии). Параметры для (а) и (б): $\boldsymbol{\mu}$=0.2, $\mathbf{n_1}$=64, **w**=1 и $\mathbf{c_1}$=0.01. Модуль состояний В-Ш |Un| с $\boldsymbol{\omega}$=9.2 (в) и $\boldsymbol{\omega}$=12.4 (г) при $\boldsymbol{\mu}$=0.2. (д) Зависимость энергии стационарных состояний **E** от амплитуды накачки $\mathbf{a_1}$, полученная численным моделированием (цветные кружки) и методом возмущений (цветные линии). Параметры: $\boldsymbol{\mu}$=0.2, $\mathbf{c_1}$=0.01, $\mathbf{n_1}$=64, **w**=1, $\mathbf{c_2}$=0.03 и $\mathbf{n_2}$=80.

Из Рис. 1(а) видно, что вблизи порога генерации (a_1≈0.1) могут возбуждаться только две супер-моды В-Ш, которые при выбранных параметрах имеют собственные частоты ω=9.2 и ω=12.4. Здесь, для обозначения состояния В-Ш мы используем термин супер-мода, чтобы отличать их от мод индивидуальных резонаторов.

Для объяснения генерации двух состояний В-Ш вблизи порога была решена соответствующая спектральная задача, и было показано, что всегда существуют две супер-моды, имеющие одинаковый линейный коэффициент роста, см. Рис. 1(б), где представлены зависимости инкрементов линейных супер-мод как функции накачки. Отметим, что рост амплитуд таких состояний В-Ш ограничивается нелинейными эффектами, и вблизи порога генерации структура стационарной супер-моды близка к структуре соответствующей линейной супер-моды.

Состояния В-Ш с частотами ω=9.2 и ω=12.4 первыми достигают порога генерации, и поэтому вблизи него стационарный режим возникает или из одной, или из другой супер-моды с равной вероятностью P_1≈P_2≈0.5. Однако при увеличении мощности накачки вероятность появления состояния В-Ш с ω=12.4 растет и становится близкой к 1 при значительном превышении порога генерации (при наших параметрах a_1>0.2).

Следует отметить, что наличие одинакового инкремента у двух супер-мод связано с тем, что модуль состояния В-Ш оказался симметричным относительно его центра, см. Рис. 1(в) и (г). На Рис. 1(б) также видно, что для первых трех пар состояний В-Ш существуют разные пороги генерации. Заметим, что скорость нарастания супер-моды вблизи порога генерации может быть приближённо определена из энергетического баланса (метод возмущений). На Рис. 1(б) видно, что при малой интенсивности накачки такой метод позволяет с хорошей точностью найти инкременты супер-мод. При больших уровнях накачки структура состояний В-Ш меняется, что ухудшает точность метода, основанного на балансе энергии.

Модифицируя профиль усиления, можно осуществить генерацию только одной супер-моды. Для этого мы исследовали форму состояний В-Ш с ω=9.2 и 12.4, см. Рис. 1(в) и (г). Из этих рисунков видно, что оба состояния В-Ш имеют максимум в 64-м резонаторе. Однако 2-й максимум состояния В-Ш с ω=12.4 расположен в 80-м резонаторе, а состояние В-Ш с ω=9.2 имеет в этом резонаторе нулевую амплитуду. Поэтому введение дополнительных потерь в 80-й резонатор, приводит к селекции супер-моды с ω=9.2. В этом случае функция усиления γ(n) из выражения (1) приняла вид:

$$\gamma(n) = a_1 \cdot rect[(n-n_1)/w] - c_1 - c_2 \cdot rect[(n-n_2)/w]. \qquad (2)$$

Результаты исследования данной системы методом возмущений и путём численного моделирования представлены на Рис. 1(д).

Из Рис. 1(д) видно, что при $0.1<a_1<0.13$ существует только одно стационарное состояние с ω=9.2. Однако также численное моделирование показывает, что эта супер-мода формируется из начальных условий в виде шума малой интенсивности в диапазоне накачек $0.1<a_1<0.2$, где вероятность появления супер-моды с ω=12.4 равна нулю. Эту ситуацию можно объяснить значительной разницей инкрементов этих супер-мод при наличии дополнительных потерь. Кроме того, было продемонстрировано, что перенос накачки в другой резонатор приводит к изменению частоты генерации.

Теперь рассмотрим ситуацию, когда накачка создает усиление в трех соседних резонаторах (w=3), профиль усиления показан на Рис. 2(а). В этом случае пороговое значение a_1 снижается с 0.1 (для w=1) до 0.044 (для w=3).

Было обнаружено, что вблизи «порога» с равной вероятностью формируется одно из 2-х стационарных решений: состояние В-Ш с ω=9.2 или ω=12.4. Однако при $a_1>0.046$ кроме этих режимов появилось ещё и многочастотное состояние. Результаты численного моделирования этого состояния при $a_1=0.06$ представлены на Рис. 2(б) и (в). На графике эволюции модуля поля наблюдаются БК. При этом модуль спектра поля также указывает на возникновение многочастотного режима (режима БК).

При модификации профиля усиления, как это было сделано ранее для селекции одного состояния В-Ш, см. выражение (2), вместо единичных БК формировались состояния В-Ш с ω=9.0 или ω=9.2.

При большом числе накачиваемых резонаторов (w=21) в случае незначительного превышения пороговой амплитуды линейного усиления ($a_1=0.012$) формировалось только одно состояние В-Ш с ω=10.8. При $a_1=0.06$ кроме квази-одночастотного режима мы также наблюдали сильную интерференцию состояний В-Ш, результаты численного моделирования, иллюстрирующие этот эффект, представлены на Рис. 2(г) - (е). При достаточно большой интенсивности накачки ($a_1=0.2$ в нашем примере) структура описанного состояния меняется, в частности исчезает осциллирующий максимум в центральной части супер-моды, см. Рис. 2(д). Это связано с тем, что в этом случае в формировании стационарного решения принимает участие большое количество

сфазированных состояний В-Ш, что позволяет наблюдать незатухающие плавные БК волнового пакета.

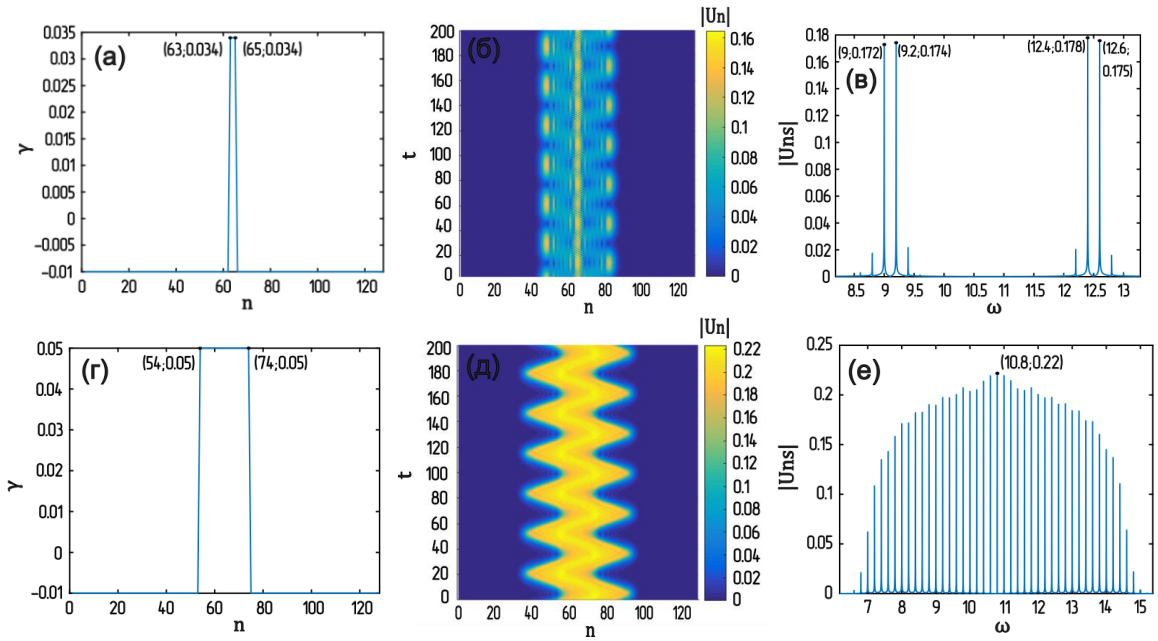


Рис. 2. (а) Функция усиления **γ(n)** при $\mathbf{a_1}$=0.044, $\mathbf{n_1}$=64, **w**=3. (б) Эволюция модуля поля **|Un(t)|** в стационарном режиме и (в) Модуль спектра поля, определенный как $\left|Uns(\omega)\right| = \left|\sum_n \int_{-\infty}^{\infty} Un(t)\cdot e^{-i\cdot\omega\cdot t}dt\right|$, при $\mathbf{a_1}$=0.06. (г) Функция усиления **γ(n)** при $\mathbf{a_1}$=0.06, $\mathbf{n_1}$=64, **w**=21. (д) Эволюция модуля поля **|Un(t)|** в стационарном режиме и (е) Модуль спектра поля **|Uns(ω)|** при $\mathbf{a_1}$=0.06.

Таким образом, проведенное теоретическое исследование показывает, что оперируя профилем усиления, можно обеспечить одномодовый режим генерации состояний Ваннье-Штарка, при этом частота рабочей супер-моды определяется положением накачки. Также продемонстрировано, что в исследованной системе возможна генерация излучения в виде Блоховских колебаний. Показано, что конкретный вид этих колебаний зависит не только от числа возбуждаемых резонаторов, но и от значения амплитуды усиления.

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации, госзадание 2019-1246.

ЛИТЕРАТУРА

1. X. Qiao et al. // Science. 2021. V. 372. No 6540. P. 403.
2. H. Liu et al. // Nanophotonics. 2021. V. 10. No 13. P. 3477.
3. C. Wang et al. // Photonic Sensors. 2022. V. 12. No 3. P. 1.
4. F. Bloch // Zeitschrift für Physik. 1929. V. 57. No 7. P. 545.
5. H. Chen et al. // Light: Science & Applications. 2021. V. 10. No 1. P. 1.
6. U. Peschel et al. // Optics letters. 1998. V. 23. No 21. P. 1701-1703.
7. N. K. Efremidis et al. // Optics letters. 2004. V. 29. No 21. P. 2485.
8. J. Beierlein et al. // Advanced Optical Materials. 2021. V. 9. No 13. P. 2100126.
9. N. Bender et al. // Phys. Rev. A. 2015. V. 92. No 4. P. 041803.
10. S. Longhi et al. // Physical review letters. 2006. V. 96. No 24. P. 243901.
11. H. Flayac et al. // Phys. Rev. B. 2011. V. 84. No 12. P. 125314.

Трансформация спектра фемтосекундного лазерного импульса при зондировании световой пули

И.Ю. Гейнц
Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
Физический факультет, Москва, Россия
geintc.ii17@physics.msu.ru

При распространении мощных фемтосекундных лазерных импульсов в прозрачной среде, в результате динамического баланса нелинейно-оптических эффектов керровской самофокусировки и дефокусировки в самонаведенной плазме, наблюдается высокая локализация энергии светового поля, поддерживающаяся на значительном расстоянии, — явление филаментации излучения [1,2]. В условиях аномальной дисперсии групповой скорости филаментация фемтосекундных импульсов приводит к экстремальной пространственно-временной компрессии излучения — формированию световых пуль [3].

Генерация суперконтинуума световой пулей является эффективным методом получения когерентного широкополосного излучения, которое имеет возможное применение в методах время-разрешенной спектроскопии и других приложениях современной оптики. В связи с этим, изучение сверхбыстрой динамики этих экстремальных волновых пакетов относится к актуальным проблемам нелинейной оптики фемтосекундного филамента. Для исследования динамики параметров световой пули и возникающего плазменного канала сотрудниками Института спектроскопии РАН была собрана экспериментальная схема, позволяющая регистрировать модификацию спектра пробного фемтосекундного импульса, проходящего через область световой пули, сформированной в прозрачном диэлектрике импульсом накачки, при различной временной задержке между импульсами.

В данной работе проведено численное моделирование процесса зондирования пробным фемтосекундным импульсом световой пули и возникающего плазменного канала при её распространении в прозрачном диэлектрике. Целью работы являлось изучение модификации спектра зондирующего импульса в зависимости от его задержки относительно импульса накачки. Исследование проведено для среды CaF_2, в качестве накачки рассмотрены импульсы длительностью 130 фс (FWHM) с энергией 20-30 мкДж на длине волны 3600 нм, что соответствует области аномальной дисперсии групповой скорости в CaF_2. Слабое пробное излучение длительностью 115 фс на длине волны 800 нм пересекалось с пучком накачки внутри диэлектрика под углом 3 градуса (Рис.1).

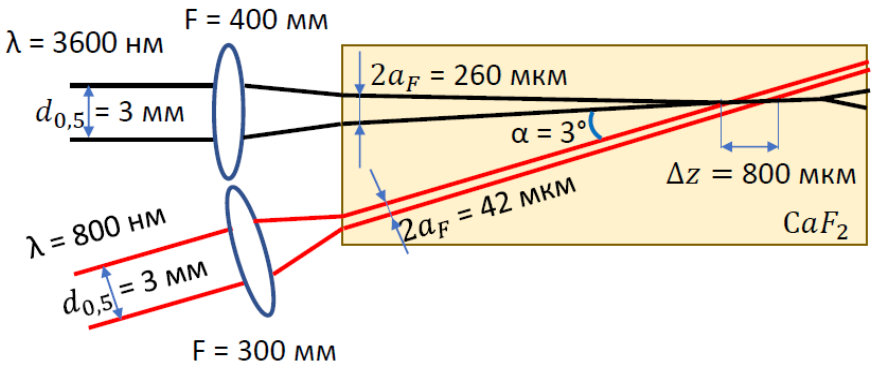


Рис. 1. Схема перекрытия пучков зондирования и накачки.

Математическое моделирование филаментации волнового пакета и формирования световых пуль выполнялось на основе уравнения однонаправленного распространения излучения (UPPE) [4,5], позволяющего рассматривать распространение в среде с кубической нелинейностью сверхкоротких импульсов. Уравнение UPPE описывает эволюцию с увеличением расстояния вдоль оси распространения z пространственного-временного распределения напряжённости электрического поля $E(r,t,z)$, что снимает ограничения на длительность импульса. В представленной работе моделировалось совместное распространение двух различных импульсов в среде. Использованная математическая модель описывает дифракцию и дисперсию излучения накачки, генерацию лазерной плазмы при фото- и лавинной ионизации, плазменное и керровское приращение показателя преломления, вызванные импульсом накачки и его ослабление вследствие обратного тормозного поглощения и потерь на ионизацию среды, а также дифракцию, дисперсию и рефракцию зондирующего импульса в среде, возмущенной накачкой.

Установлено, что индуцированный световой пулей и плазменным каналом временной градиент нелинейного показателя преломления среды вызывает смещение и уширение спектра пробного импульса. Трансформация спектра пробного импульса существенно зависит от временной задержки между импульсами зондирования и накачки (Рис.2.), что позволяет оценить время жизни плазменного канала, наведенного световой пулей. При этом временное распределение напряжённости электрического поля пробного импульса в значительной мере повторяет форму импульса накачки в области их перекрытия по времени, так как зондирующее излучение «считывает» градиенты нелинейного показателя преломления, вызванные именно излучением накачки.

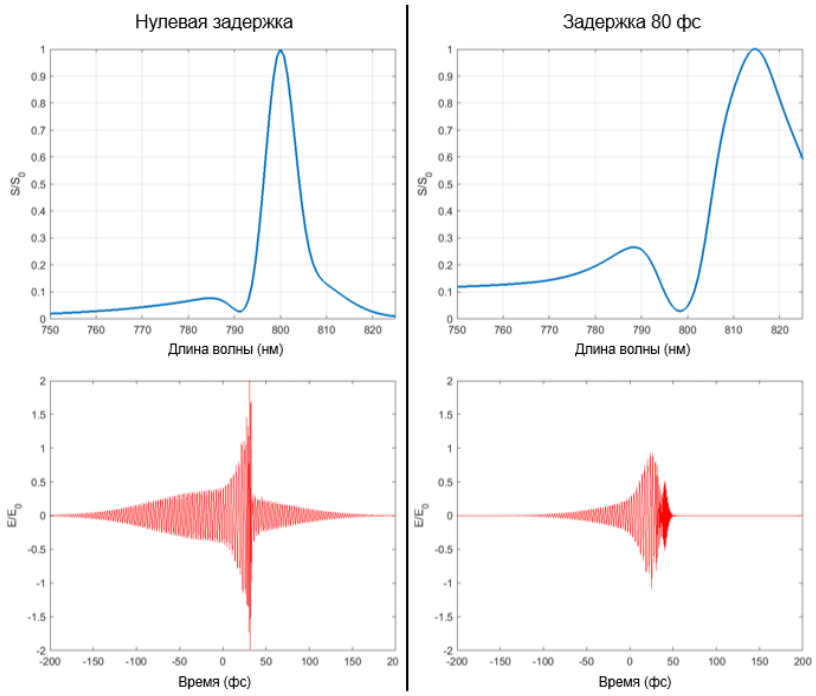


Рис. 2. Трансформация спектра и напряжённости электрического поля на оси пробного импульса при различных временных задержках относительно импульса накачки.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ (проект № 18-12-00422). Автор благодарит Фонд развития теоретической физики и математики «БАЗИС» за финансовую поддержку исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кандидов В.П., Шленов С.А., Косарева О.Г. // Квантовая электроника. 2009. Т. 39, № 3. С. 205-228.
2. Chin S.L. et al. // Canadian Journal of Physics. 2005. V. 83 No. 9. P. 863–905.
3. Chekalin S.V et al.// Physics-Uspekhi. 2019. V. 62. No. 3. P. 282.
4. Kolesik M., Moloney J.V. // Phys. Rev. E. 2004. V. 70. P. 036604.
5. Fedorov V. Yu. Et al. // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 117. P. 043902.

Изучение характеристик высокодобротного микрорезонатора с нанесенными на поверхность однослойными углеродными нанотрубками

И.К. Горелов[1, 3], А.А. Мкртчян[2], В.Е. Лобанов[1], А.Е. Шитиков[1], И.А. Биленко[1]
[1]*Российский Квантовый Центр, Москва*
[2]*Сколковский Технологический институт, Москва*
[3]*Московский Государственный Университет, Москва*

ilia19981@yandex.ru

Высокодобротные оптические диэлектрические резонаторы с модами шепчущей галереи (МШГ) [1] широко используются в настоящее время, как для проведения фундаментальных исследований, так и для создания передовых радиофотонных устройств. Их достоинствами являются малые размеры (от десятков микрон до нескольких миллиметров), добротность, достигающая значений 10^11 , высокая концентрация поля в малом объеме и, как следствие, низкие пороги наблюдения нелинейных эффектов. Это позволяет создавать на их основе лазеры с узкой линией, радиофотонные СВЧ генераторы, узкополосные оптические фильтры, быстродействующие модуляторы .

Одним из перспективных направлений исследований является использование наноматериалов для улучшения характеристик микрорезонаторов [2, 3]. Многообещающим наноматериалом являются однослойные углеродные нанотрубки (ОУНТ), так как они обладают рядом уникальных особенностей, в частности, их нелинейность существенно превосходит нелинейности материалов микрорезонаторов и волноводов. Коэффициент кубичной нелинейности ОУНТ составляет 10^{-12}-10^{-13} м^2/Вт, что на 7 порядков выше нелинейности MgF_2 - 10^{-20} м^2/Вт. ОУНТ могут быть перенесены на поверхность, как кристаллических, так и интегральных микрорезонаторов.

Целью данной работы является экспериментальное исследование характеристик микрорезонатора после нанесения ОУНТ, в частности, добротности и коэффициента нелинейности полученной гибридной структуры. В эксперименте был использован кристаллический микрорезонатор, изготовленный из MgF_2, с добротностью Q=6*10^8, и углеродные нанотрубки, с полупроводниковым межзонным переходом на 1550 нм. Толщина нанесённой плёнки из ОУНТ составляла 4 нм, область покрытия 2x2 мм^2.

Для проведения исследований было необходимо разработать методику переноса ОУНТ на микрорезонатор и методику очистки резонатора от загрязнений, полученных из-за растворения фильтра, на котором были выращены нанотрубки.

В результате данного исследования была разработана методика нанесения ОУНТ на кристаллический микрорезонатор, методика очистки резонатора после нанесения нанотрубок, определена нижняя граница добротности резонатора с нанотрубками(10^5) и показано, что после удаления нанотрубок добротность резонатора восстанавливается.

ЛИТЕРАТУРА

1. Микрорезонаторы с гигантской добротностью / М.Л. Городецкий. М., 2011. 415 с.

2. Tomoki S. L., et al, "Design of a passively mode-locking whispering-gallery-mode microlaser," J. Opt. Soc. Am. B 38, 3172-3178 (2021).

3. Yamashita, Shinji. "Nonlinear optics in carbon nanotube, graphene, and related 2D materials." Apl Photonics 4.3 (2019): 034301.

Спектроскопия комбинационного рассеяния кристаллического волокна $YScO_3$ со структурой биксбиита

Е.А. Добрецова, Д.А. Гурьев, О.К. Алимов, С.Я. Русанов, В.В. Кашин, С.А. Кутовой, В.И. Власов, В.Б. Цветков

Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук

eadobr@kapella.gpi.ry, elenadobretsova89@gmail.com

Для оксидов скандия (Sc_2O_3) и иттрия (Y_2O_3) со структурным типом биксбиита характерны высокая теплопроводность [1] и широкое окно прозрачности от 0,25 до 9,6 микрон [2]. Эти физические свойства особенно важны при создании твердотельных лазеров для различным применений.

В сравнении с оксидами (Y_2O_3 и Sc_2O_3) скандат иттрия ($YScO_3$) имеет более разупорядоченную кристаллическую структуру. Это приводит к уширению спектральных линий редкоземельных ионов и дает преимущества для высокоэффективной накачки современными диодами с низкими требованиями к их термостабилизации.

В настоящей работе представлены результаты характеризации оптического качества новых кристаллов $YScO_3$ методом спектроскопии комбинационного рассеяния.

Кристаллические волокна $YScO_3$ были получены методом минипьедестала с лазерным нагревом [3, 4]. Данная техника позволяет синтезировать кристаллы в форме волокна и хорошо подходит для получения тугоплавких материалов и соединений с разупорядоченной кристаллической структурой, поскольку сопровождается высокотемпературным нагревом и последующим быстрым охлаждением.

Для выращивания кристаллов высокочистые порошки (>99,999%) оксидов скандия и иттрия были смешаны и перетерты в агатовой ступке до гомогенного состояния. Затем смесь поместили в платиновый тигель и прокаливали при температуре 1100°C в течение 48 ч. Под давлением 20 МПа был получен стержень, соответствующий составу порошковой смеси Y_2O_3 - Sc_2O_3, длиной около 50 мм и диаметром 1 мм.

Торец заранее приготовленной цилиндрической заготовки (стержень состава Y_2O_3 - Sc_2O_3), расположенной вертикально, нагревался под действием излучения CO_2 лазера. В результате этого на пьедестале (торце заготовки) образовывалась капля расплава. В данную область был подведен затравочный кристалл. В качестве затравки использовали диоксид циркония, стабилизированный оксидом иттрия. При соприкосновении затравки с расплавом и последующем вытягивании кристалла со скоростью 80 мм/ч, на конце затравки образовалось кристаллическое волокно в форме, близкой к цилиндрической. Одновременно с вытягиванием растущего кристалла, в зону нагрева подавалась заготовка для компенсации расхода материала, уносимого из зоны расплава выращенным волокном. В результате синтеза было получено кристаллическое волокно диаметром 0,6 мм и длиной 50 мм.

Спектры комбинационного рассеяния были зарегистрированы с помощью рамановского портативного экспресс-анализатора EnSpectr *R*532 (длина волны лазерного излучения 532 нм), оснащенного микроскопом Olympus. Измерения проводились при сорокократном увеличении, фокусировка производилась примерно в сердцевину волокна. Каждый спектр представляет собой разность между спектром, снятым при работающем лазере, и темновым спектром. Вычитание одного спектра из другого осуществлялось программой EnSpectr Pro автоматически.

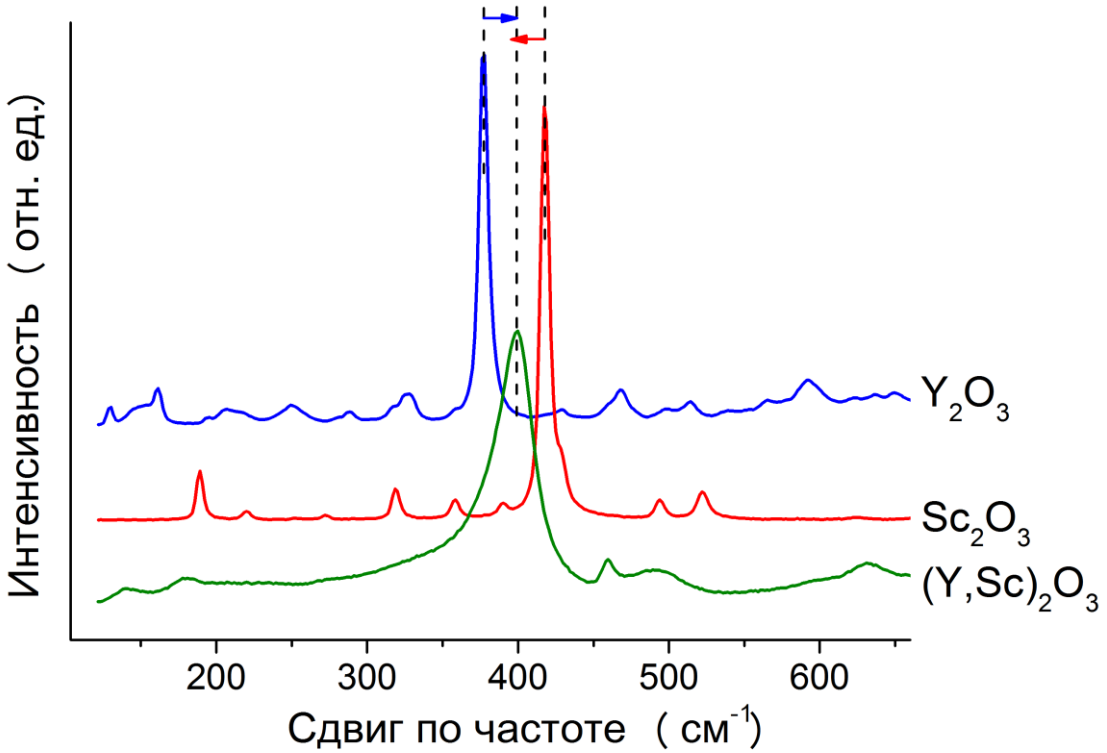


Рис. 1. Спектры комбинационного рассеяния Y_2O_3 (синяя линия) и Sc_2O_3 (красная линия) и кристаллического волокна $YScO_3$ (зеленая линия)

Спектры комбинационного рассеяния порошков Y_2O_3 и Sc_2O_3 и кристаллического волокна $YScO_3$ в диапазоне 120 to 660 см$^{-1}$ при комнатной температуре (Рис. 1). Примитивная ячейка иттриевого скандата содержит 40 атомов (8 формульных единиц). Таким образом, теоретико-групповой анализ предсказывает следующие фононные моды: $4A_g + 5A_u + 4E_g + 5E_u + 14F_g + 17F_u$. После вычитания $1F_u$ акустических мод остаются $16F_u$ ИК-активных, ($A_g + 4E_g + 14F_g$) КРС-активных и ($5A_u + 5E_u$) оптически неактивных фононных мод. В ряду $Sc_2O_3 \rightarrow YScO_3 \rightarrow Y_2O_3$ наблюдается «эффект масс», при котором колебательные моды смещаются в более низкочастотную область при увеличении массы катиона. Спектральные линии иттриевого скандата уширены, вероятно, из-за присутствия обоих ионов Y^{3+} и Sc^{3+}, статистически распределенных между двумя позициями в кристаллической структуре биксбиита. Из-за частичного перекрывания число линий в экспериментальном спектре кристалла скандата гораздо ниже числа линий, предсказанных теоретико-групповым анализом: 8 разрешенных линий в экспериментальном спектре вместо 22 теоретически предсказанных.

Работа выполнена при поддержке гранта № 22-22-00968 Российского научного фонда.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ph.H. Klein and W. J. Croft // J. Appl. Phys. 1967. V. 38, P. 1603.
2. Yu. Nigara // Jpn. J. Appl. Phys. 1968. V. 7. P. 404.
3. O. Alimov et al. // Cryst. Growth & Des. 2020. V. 20. P. 4593.
4. Е.А. Добрецова и др. // Физика твердого тела. 2021. Т. 63. С. 2004.

Влияние ионов Sc^{3+} на время жизни флуоресценции Yb^{3+} в керамике на основе иттрий-скандий-алюминиевого граната (Yb:YSAG)

В.Ю. Жмыхов[1], Е.А. Добрецова[1], В.С. Цветков[1], Ю.Н. Пырков[1], М.С. Никова[2], И.С. Чикулина[2], В.А. Тарала[2], Д.С. Вакалов[2], С.В. Кузнецов[1], В.Б. Цветков[1]
[1]*Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук*
[2]*Северо-Кавказкий федеральный университет*
Vadimzhmykhov56@gmail.com

Твердые растворы со структурой граната на основе оксидов иттрия, алюминия и скандия представляют большой интерес в качестве активных сред для твердотельных лазеров. Оптическая керамика получила широкое признание как многообещающая замена монокристаллам в качестве лазерной активной среды нового поколения [1]. Целью работы являлись измерение и характеристика излучательного времени жизни люминесценции Yb^{3+} в керамике Yb:YSAG при комнатной температуре (300 К).

Процесс изготовления керамики подробно описан в работах [2,3]. Образцы прозрачной керамики были изготовлены в виде дисков диаметром 10 мм и толщиной 1 мм.

Кривые затухания флуоресценции керамики Yb: YSAG с различным содержанием ионов Sc^{3+} представлены на рис.1.

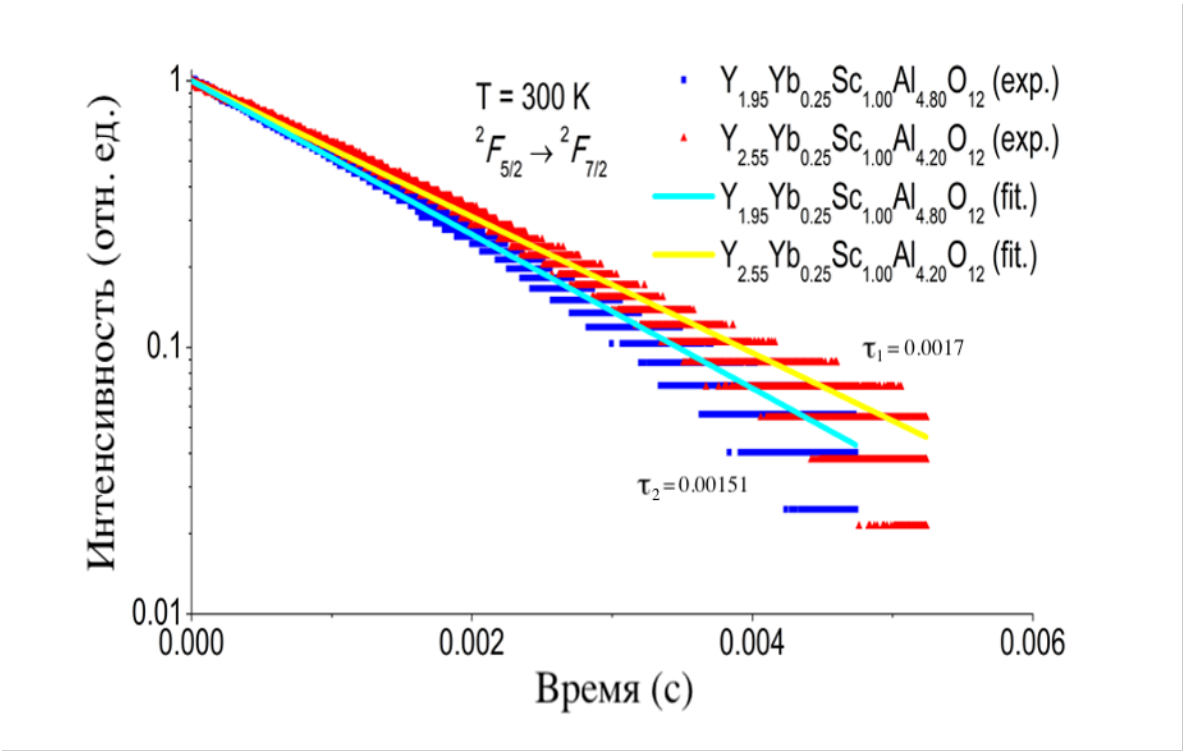


Рис. 1. Кривые затухание флуоресценции мультиплета $^2F_{5/2}$ керамик $Y_{2,55}Yb_{0,25}Sc_{1,00}Al_{4,20}O_{12}$ (τ_1) и $Y_{1,95}Yb_{0,25}Sc_{1,00}Al_{4,80}O_{12}$ (τ_2) при комнатной температуре (300 К).

Измерения экспериментального времени жизни мультиплета $^2F_{5/2}$ Yb^{3+} в керамиках $Y_{2,55}Yb_{0,25}Sc_{1,00}Al_{4,20}O_{12}$, $Y_{2,52}Yb_{0,25}Sc_{0,38}Al_{4,80}O_{12}$ и $Y_{1,95}Yb_{0,25}Sc_{1,00}Al_{4,80}O_{12}$ проводились с помощью диодного лазера ATC - Semiconductor devices LDD-10 с возбуждением на длине волны 978 нм. Сигналы регистрировались детектором ФД10-ГА.

Кривые затухания флуоресценции регистрировались с помощью монохроматора МДР-12·1, оснащенного дифракционной решеткой с 1200 шт./мм. Затухания флуоресценции керамики Yb:ИСАГ с ионами Sc^{3+}, занимающими додекаэдрические и октаэдрические позиции в различных соотношениях, представлены на рис. 2.

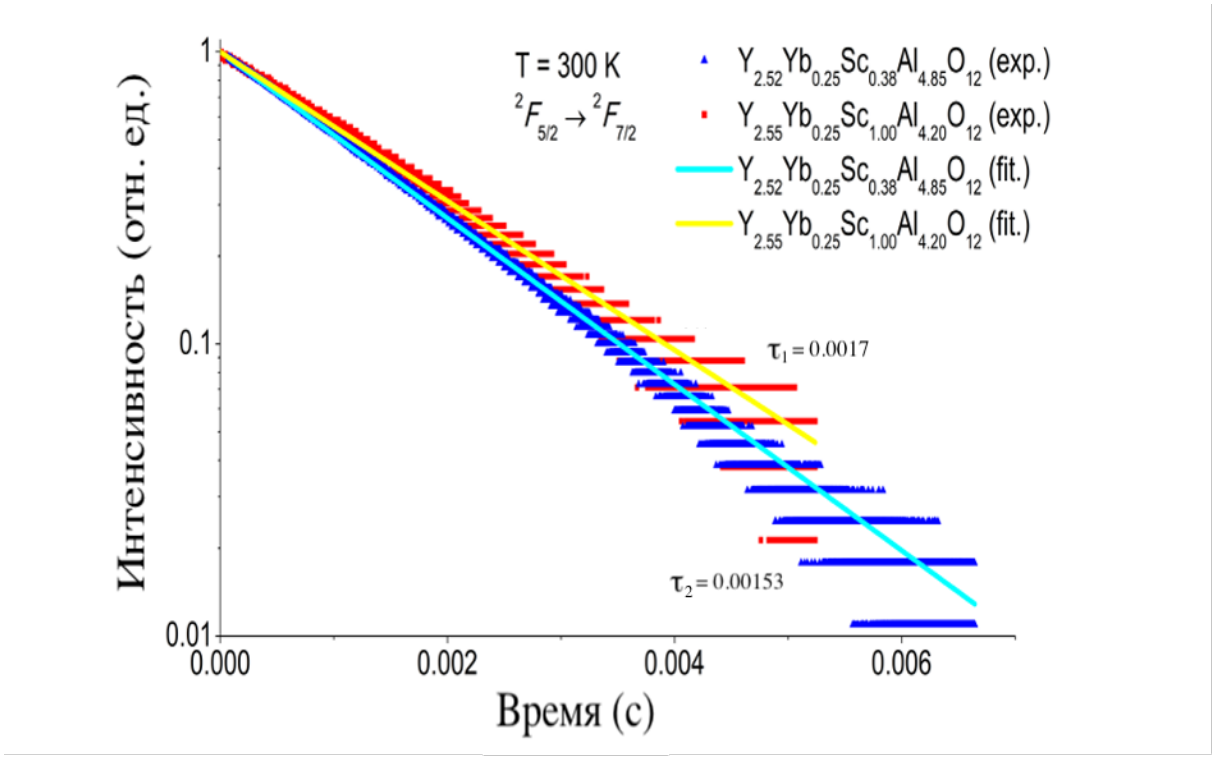


Рис. 2. Кривые затухание флуоресценции мультиплета $^2F_{5/2}$ керамик $Y_{2,55}Yb_{0,25}Sc_{1,00}Al_{4,20}O_{12}$ (τ_1) и $Y_{2,52}Yb_{0,25}Sc_{0,38}Al_{4,80}O_{12}$ (τ_2) при комнатной температуре (300 К).

Результаты показывают, что время жизни Yb^{3+} существенно меняется с содержанием иона Sc^{3+} в Yb:YSAG и зависит от кристаллографической позиции, занимаемой Sc^{3+}. Керамика с наименьшим содержанием Sc^{3+} в додекаэдрическом положении имеет более длительное излучательное время жизни люминесценции. Возможно, это объясняется заменой Y^{3+} на менее крупные ионы Sc^{3+}, что приводит к увеличению параметров элементарной ячейки и, следовательно, расстояния между ионами Yb^{3+} и уменьшению вероятности тушения люминесценции за счет переноса энергии по возбужденным уровням Yb^{3+}.

Работа выполнена при поддержке Гранта Президента Российской Федерации №МК-72.2022.1.2

ЛИТЕРАТУРА

1. D. Kracht et al.// Opt. Express. 2005. V. 13. P. 6212.
2. M.S. Nikova et al.//Ceram. Int. 2021. V. 47. P. 1772.
3. E.A. Dobretsova et al.// Dalton Trans. 2021.V. 50. P.14252.

Осцилляции экстремально сжатого волнового пакета среднего инфракрасного диапазона

Е.Д. Залозная[1,2,3], А.Е. Дормидонов[2,3], В.О. Компанец[2], С.В. Чекалин[2], В.П. Кандидов[1,2]
[1] *Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова*
[2] *Институт спектроскопии Российской академии наук*
[3] *Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова*
ed.zaloznaya@physics.msu.ru

Экстремально сжатый в пространстве и времени волновой пакет высокой интенсивности, формирующийся в объеме прозрачного диэлектрика при филаментации фемтосекундного импульса среднего инфракрасного диапазона в условиях аномальной дисперсии групповой скорости, получил название – световая пуля [1]. Зарождение световой пули происходит в результате согласованной компрессии волнового пакета в пространстве и во времени. Пиковая интенсивность в световой пуле достигает 10^{14} Вт/см^2, ее радиус составляет 5÷10 длин волн, а длительность оценивается в несколько периодов светового поля. Тем не менее точное определение длительности световой пули в настоящее время затруднительно из-за ее малых размеров и сложной формы. Оценки, полученные численно и различными экспериментальными методами, существенно отличаются и зависят от диаметра используемой апертуры [2-4].

Высокая пространственно-временная локализация оптического излучения в световой пуле наряду с нелинейной трансформацией спектра фемтосекундного импульса в филаменте открывает широкие перспективы в развитии методов время-разрешенной диагностики и систем передачи лазерной энергии высокой плотности [5]. С этим связан интерес исследователей к характерным особенностям процессов трансформации мощного фемтосекундного излучения, образования световых пуль и генерации суперконтинуума.

В докладе представлен обобщенный подход к определению параметров ядра световой пули с высокой локализацией светового поля. Предложен метод оценки длительности световой пули, близкой к одноцикловой, по регистрации глубины модуляции возмущений, наведенных ею в диэлектрике. Впервые исследованы периодические осцилляции ядра и модификаций, наведенных в диэлектриках при распространении световой пули, вызванные сдвигом абсолютной фазы волнового пакета (carrier-envelope phase, CEP). Установлена степень влияния CEP на взаимодействие световой пули с диэлектриком в зависимости от начальной эллиптичности излучения.

Световая пуля представляет собой совокупность нескольких осцилляций светового поля, амплитуда которых сильно меняется на масштабах периода во времени и длины волны в плоскости поперечного сечения. Ее ядро является пространственно-временной областью локализации светового поля, в которой квадрат напряженности электрического поля превышает заданный уровень. Определение ядра световой пули по пространственно-временному распределению напряженности электрического поля, полученного численным решением однонаправленного уравнения распространения импульса среднего инфракрасного диапазона, обобщает характеристики квазигармонических волновых пакетов на световые пули с широким частотно-угловым спектром [6].

При распространении световой пули ее ядро периодически сжимается и расширяется в пространстве и во времени, что сопровождается синхронными осцилляциями всех его параметров: радиуса, длительности, пиковой напряженности электрического поля и энергии, локализованной в нем. “Дыхание” световой пули, вызванное CEP, в свою очередь ведет к периодическому изменению эффективности ее

нелинейно оптического взаимодействия с диэлектриком. Этот осциллирующий характер взаимодействия зарегистрирован в одноимпульсном режиме экспозиции по изменению плотности центров окраски в LiF, наведенных в диэлектрике распространяющейся световой пулей (Рис.1а).

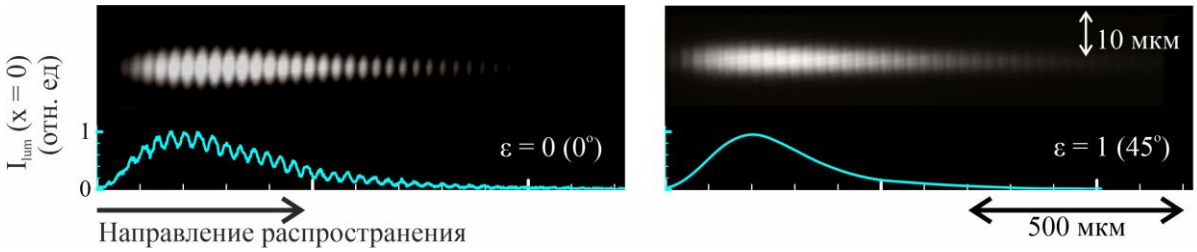


Рис. 1. Экспериментально зарегистрированные пространственные распределения плотности центров окраски, наведенных в LiF световой пулей на длине волны 2950 нм в случае (а) линейной и (б) круговой поляризации. Голубая кривая – профиль люминесценции центров окраски на оси пучка.

Период осцилляций $\Delta z(\lambda_0)$ параметров ядра световой пули, содержащей несколько циклов оптического поля, и наведенных ею возмущений монотонно уменьшается с ростом несущей длины волны λ_0 (Рис. 2). Установлено, что для оценки периода $\Delta z(\lambda_0)$ осцилляций световой пули с сильными пространственно-временными искажениями в распределении светового поля и трансформациями спектра применима формула, записанная в [7] для гауссова импульса с гармонической несущей: $\Delta z(\lambda_0) = \lambda_0 V_{gr} / (2n(\lambda_0)[V_{ph} - V_{gr}])$, где V_{ph}, V_{gr} - фазовая и групповая скорости в диэлектрике на несущей длине волны λ_0.

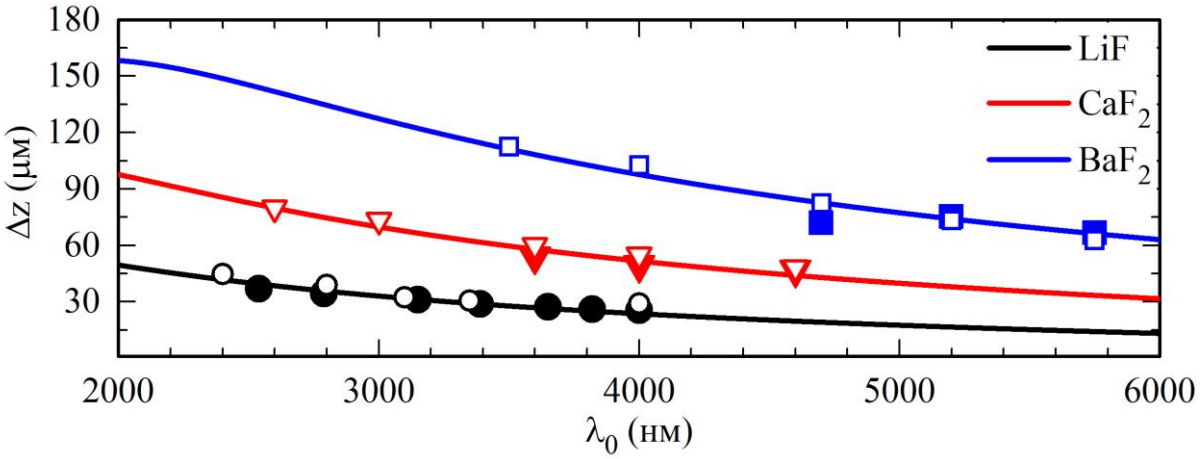


Рис. 2. Зависимость периода осцилляций Δz параметров световой пули от длины волны импульса λ_0, полученная аналитически (сплошные кривые), численно (пустые символы) и экспериментально (закрашенные символы) для плотности центров окраски в LiF и концентрации электронов в CaF_2, BaF_2.

При переходе от линейной поляризации к круговой, глубина модуляции осцилляций убывает. При круговой поляризации амплитуда вектора напряженности светового поля всегда совпадает с огибающей импульса, а модуляция параметров световой пули и структуры наведенных центров окраски в изотропной среде отсутствует [8].

Глубина модуляции возмущений, наведенных линейно поляризованной световой пулей в диэлектрике, возрастает с уменьшением числа оптических осцилляций в ее ядре. По зарегистрированным трекам возмущений получены состоятельные оценки длительности световой пули, независящие от апертуры и метода измерений.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 18-12-00422, Е.Д.Залозная благодарит фонд развития теоретической физики и математики “БАЗИС”.

ЛИТЕРАТУРА

1. Y. Silberberg // Opt. Lett. 1990. V. 15, P. 1282.
2. L. Bergé, S. Skupin // Phys. Rev. E. 2005. V. 71, P. 065601.
3. E.O. Smetanina et al. // Laser Phys. Lett. 2013. V. 10, P. 105401.
4. D. Majus et al. // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 112, P. 193901.
5. С.В. Чекалин, В.П. Кандидов // УФН. 2013. Т. 183, С. 133.
6. Е.Д. Залозная и др. // Письма в ЖЭТФ. 2021. Т. 113. С. 817.
7. T. Brabec, F.Krausz // Rev. of Mod. Phys. 2000. V. 72. P. 545.
8. А.Е. Дормидонов и др. // Письма в ЖЭТФ. 2022. Т. 115. С. 15.

Свойства фрактальных спекл-полей: теория и приложения

А.М. Зотов[1], П.В. Короленко[1,2], Н.Н. Павлов[1]
[1]*Физический факультет Московского государственный университет имени М.В. Ломоносова*
[2]Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва

pvkorolenko@rambler.ru

Свойства спекл-полей оптического излучения нашли отражение в многочисленных монографиях и статьях. Определенное внимание исследователей привлекли так называемые фрактальные спекловые структуры. Такую структуру приобретают волны, отраженные от шероховатых плоскостей и прошедшие через гистологические срезы биологических тканей. Было установлено, что в первом случае по величине фрактальной размерности распределения интенсивности волны можно определять степень шероховатости отражающей поверхности [1], а во втором – оценивать предрасположенность ткани к появлению злокачественных образований [2]. Несмотря на многочисленные публикации, ряд вопросов, относящихся к свойствам фрактальных спеклов, остаются открытыми. Не ясно, как меняется фрактальная размерность спекловых пучков по мере их распространения в пространстве, необходимо также определить к каким изменениям свойств спеклов приведет переход от релеевской статистики к нерелеевской. Последний вопрос весьма актуален, поскольку появились публикации свидетельствующие о том, что переход к нерелевской статистике значительно расширяет возможности практического использования спекловых полей (достижение сверхразрешения [3, 4], построение фантомных изображений [5]). Целью данной работы является разработка оптико-физической модели для решения совокупности вышеперечисленных вопросов и анализ особенностей процессов формирования и распространения спекловых полей с разными статистическими и скейлинговыми характеристиками, которые могут найти применение в биомедицине. С этой целью были разработаны вычислительные алгоритмы, обеспечивающие возможность варьирования в широких пределах статистических и фрактальных параметров спекловых пучков в начальной плоскости и на разных расстояниях от нее. Помимо решения чисто исследовательских задач созданные алгоритмы могут оказаться весьма полезными при программировании работы пространственных модуляторов света, получивших в последнее время большое распространение [6].

Основная часть расчетов структуры световых полей проводились с использованием алгоритмов, основанных на фрактальных свойствах двумерных модификаций функции Мандельброта– Вейерштрасса (М-В) [7] и функции Вейерштрасса (В) [8]. Первая из них (комплексная) имеет вид

$$A_{x,y} = \sigma \cdot \sum_{v=0}^{V} \sum_{n=0}^{N} \frac{\left[1 - e^{ib^n s\left[x \cdot \cos(\alpha v) + y \cdot \sin(\alpha v)\right]}\right] \cdot e^{i(\psi_n \cdot k_1 + \psi_v \cdot k_2)}}{b^{(2-D) \cdot n}}, \qquad (1)$$

а вторая (действительная) –

$$A_{x,y} = \sqrt{2}\sigma \cdot \frac{(1 - b^{2D-4})^{\frac{1}{2}} \sum_{v=0}^{V} \sum_{n=0}^{N} \left[b^{(D-2)n} \sin\left[2\pi \cdot s \cdot b^n (k \cdot \cos(k \cdot \cos(\alpha \cdot v) + m \cdot \sin(\alpha \cdot v)) + \psi_n \cdot k_1 + \psi_v \cdot k_2\right]\right.}{\left[1 - b^{(2D-4)(N+1)}\right]^{\frac{1}{2}}}. \qquad (2)$$

Величина A определяет амплитуду поля, дискретные поперечные координаты $0 \leqslant x.y \leqslant K$-1 ($K$ – целое число), D характеризует фрактальную размерность; s – масштабирующий параметр, b - коэффициент скейлинга; σ – нормировочный множитель; n – номер

гармоники; v – азимутальный индекс; $\psi_{n,v}$ – случайные фазы, зависящие от n и v и задаваемые выражением:

$$\psi_{n,v} = \frac{2\pi \cdot rnd(n,v)}{(n,v+1)};$$

k_1, k_2 – коэффициенты, изменяющие диапазоны изменения фаз. В зависимости от величины и соотношения этих коэффициентов рассчитываемые поля могут менять степень своей регулярности.

Если парциальные гармоники смоделированных световых полей характеризовались случайным набором фаз, то поля приобретали спеклоподобный вид. При этом распределение интенсивности в них имело фрактальный характер как при комплексном, так и при действительном представлении спекловых полей. Для регистрации их фрактальных свойств и определения локальной фрактальной размерности использовалась методика, основанная на анализе поведения структурной функции [9]. Она задавалась в виде

$$C_n = \frac{1}{(K-2^{2n})} \cdot \sum_{x=0}^{K-2^n} \sum_{y=0}^{K-2^n} \left| I_{x+2^n,y} - I_{x,y+2^n} \right|. \qquad (3)$$

Здесь $I = |A|^2$ – интенсивность, n =0…3. Исследовать поведение C_n в двойном логарифмическом масштабе удобно с помощью функции $L_n = \log_2 C_n$. По наклону графика этой функции можно определить параметр Херста H и фрактальную размерность $D = 2 - H$. Высокая степень линейности функции L_n свидетельствовала о четко выраженной локальной фрактальности исследуемых распределений.

Спекловые структуры для комплексных и действительных распределений приведены на рис. 1 и 2 для фрактальной размерности D = 1.2.

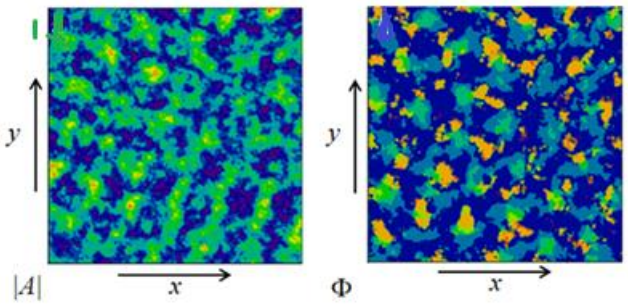


Рис.1. Спеклы в представлении комплексной функции. Распределения амплитуды A (слева) и фазы Ф (справа). x,y – поперечные координаты.

Их фазовые портреты существенно различаются. Для комплексного представления фаза световых колебаний непрерывно изменялась в диапазоне от 0 до 2π. При этом дислокации фазы отсутствовали. Это отличало данную спекловую структуру от развитых спекл-полей релеевского типа, для которых характерна система винтовых дислокаций. Если поле описывалось действительной функцией, то распределение фазы качественно изменялось (рис.2). Оно приобретало бинарный характер: фаза принимала значения 0 и π. Отдельные кластеры с определенными значениями фазы разделены краевыми фазовыми дислокациями. Такой вид фазовой структуры может быть использован для программирования жидкокристаллической матрицы пространственного модулятора света [6], обеспечивающего получение спеклового пучка. Модельный эксперимент показал, что надо считаться с тем, что волна с однородным распределением интенсивности, пройдя модулятор, будет иметь фрактальную размерность, заметно, превосходящую фрактальную размерность запрограммированного распределения фазы.

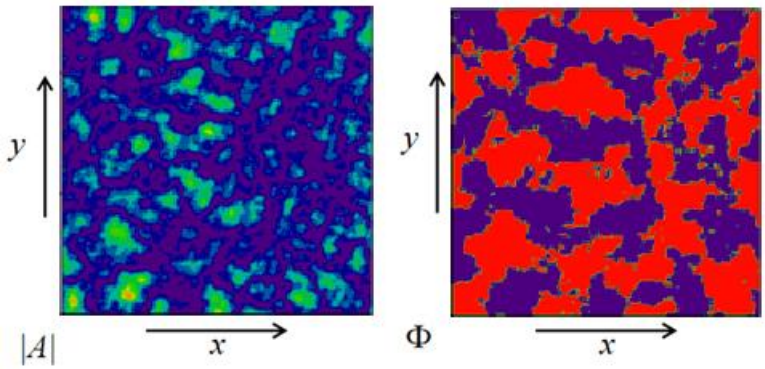


Рис. 2. Спеклы в представлении действительной функции. Распределения амплитуды *A* (слева) и фазы Ф (справа).

Было рассмотрено также распространение пучков со спекловой структурой в системах, обеспечивающих построение оптических изображений. Было установлено, что изображение спекловой структуры обладает той же самой фрактальной размерностью, что и изначальное поле. В промежуточных плоскостях, лежащих между предметной плоскостью и изображением, фрактальная размерность может меняться в больших пределах.

Существовала возможность подбором фаз волновых компонент изначальных двумерных фрактальных структур трансформировать традиционное для интенсивности спекловых полей релеевскую плотность распределения вероятностей в нерелеевскую. Нерелеевские поля, при которых наиболее вероятное значение интенсивности заметно отличается от нулевой, нашли использование при построении фантомных изображений и возбуждения свечения люминофоров.

В работе был использован еще один способ качественного изменения статистики спекловых структур. Он основан на использовании итерационной процедуры Герцберга-Сэкстона (Г-С) [4, 10]. Программная реализация расчетной схемы позволяла вносить необходимые изменения в форму целевого (требуемого) распределения плотности вероятности при оперативном контроле скейлинговых и статических параметров

Наряду с распределением плотности вероятностей при характеристике интенсивности спеклов оценивалась их контрастность *C*, определяемая отношением $C = \mathrm{stdev}(I)/\langle I\rangle$. Это отношение для случая М-В было близко к 1, а для случая В приближалось к 1.5 (что свойственно случаю суперрелеевских спеклов).

ЛИТЕРАТУРА

1. Li Z. et al. // Proc. of SPIE. 2006. V. 6027, 60271S.
2. Ульянов А.С. //Квантоваяэлектроника. 2008. Т. 38. № 6. С. 557.
3. Pascucci M. et al. // Phys. Rev. Lett. 2016. V.116. 093904.
4. Bender N. et al. // Optica. 2021. V. 8. No 2. P. 122.
5. Kuplicki K. et al. // Opt. Express. 2016. V. 24. P. 26766.
6. Funamizu H. et al. // OPTICS EXPRESS. 2007. V. 15. No. 12. P. 7416.
7. Короленко П. В. et al. // Известия Российской академии наук. Серия физическая. 2021. Т. 85, № 1. С. 68.
8. Зотов А. М. et al. // Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия. 2019. № 6. С. 52.
9. Crownover R. M. “Introduction to Fractals and Chaos” Jones and Bartlett, 1995.
10. Bender N. et al. // APL Photonics. 2019. V.4, 110806.

Генерация оптических вихрей с заданными параметрами

Д.А. Иконников[1], С.А. Мысливец[1,2], В.Г. Архипкин[1,2], А.М. Вьюнышев[1,2]
[1]*Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук - обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск,660036, Россия*
[2]*Институт инженерной физики и радиоэлектроники, Сибирский Федеральный Университет, Красноярск, 660041, Россия*
ikonnikov@iph.krasn.ru

В настоящее время большое внимание уделяется структурированному свету, т.е. свету со сложным, нетривиальным распределением амплитуды и/или фазы. Одним из примеров структурированного света являются оптические вихри (ОВ). ОВ имеют азимутальный фазовый член $\exp(-il\phi)$ и возникают вокруг фазовых сингулярностей, где фаза не определена, а интенсивность равна нулю [1]. Параметр l представляет собой топологический заряд (ТЗ) ОВ и показывает число изменений фазы при обходе вокруг сингулярности на 2π радиан. Существуют различные способы получения ОВ, среди них – использование спиральных и «вилочковых» фазовых пластин [2]. ОВ нашли множество применений и часто используются в оптических пинцетах [3], микроскопии сверхвысокого разрешения [4], визуализации [5] и метрологии, обработке материалов [6] и так далее. В последнее время они также используются в оптических коммуникациях для увеличения информационной емкости [7]. Существует множество видов оптических вихрей, таких как: канонические ОВ, в которых геликоидальная фаза изменяется равномерно с азимутальным углом; ОВ с квадратичной зависимостью фазы от азимутального угла [8]; ОВ с дробным топологическим зарядом [9] и т.д. В последнее время для создания ОВ рассматривались обобщенные спирально-фазовые пластины [10]. Неканонические вихри с высоким значением ТЗ или с нелинейной азимутальной зависимостью фазы имеют распределение интенсивности в виде разорванного кольца (световой спирали) с зазором, размер, которого можно регулировать, подбирая значения ТЗ. Экспериментально показано, что указанную особенность можно использовать для захвата и направления микрочастиц в поперечной плоскости пучков [11].

В настоящей работе предложен простой метод создания бинарных фазовых голограмм (БФГ) на основе «вилочковых» голограмм для генерации ОВ с заданными характеристиками [12]. Фазовая модуляция задается следующим образом

$$\Phi(\mathbf{r},\varphi) = \Phi_0 + \Delta\Phi \cdot \mathrm{sgn}(\sum a_n \cos[G_n\mathbf{r} + l_n\varphi]), \quad (1)$$

где Φ_0 – начальное значение фазы (в нашем случае π/2), ΔΦ – максимальное отклонение фазы (в нашем случае π/2), sgn(ψ) = |ψ|/ψ – функция знака, a_n – весовые коэффициенты, G_n – вектора обратной решетки. Было экспериментально показано, что созданные с использованием данного метода БФГ позволяют, в том числе, генерировать массивы ОВ, как одномерные, так и двумерные, регулярные и случайные (рис. 1 (а,б)). В том случае, если несколько компонент в (1) имеют одинаковые значения векторов обратной решетки G_n, но различаются значениями ТЗ l_n, возможно получение ОВ с суперпозицией нескольких ТЗ (рис. 1 (в,г)) [13]. Эта ситуация подобна случаю сложения двух независимо распространяющихся вихрей с различающимися зарядами. При этом пространственная конфигурация ОВ представляет собой два концентрических кольца; возникает явление конкуренции топологических зарядов [14].

Экспериментально получены и исследованы ОВ с квадратичной азимутальной зависимостью фазы. Для этого уравнение (1) модифицировалось следующим образом

$$\Phi(x_0, y_0) = \Phi_0 + \Delta\Phi \cdot \mathrm{sgn}\left(\cos\left[G_n x_0 + \left(1 + \frac{\beta\varphi}{2\pi}\right) l\varphi\right]\right). \quad (2)$$

При больших значениях квадратичной компоненты, кольцеобразное распределение интенсивности трансформируется в один виток спирали. В таком случае значение l определяет характерные размеры кольца- или спиралеобразного распределения интенсивности. Произведение βl определяет каким образом распределение интенсивности будет модифицировано относительно случая канонического кольцеобразного распределения, в то время как сумма $(1+\beta)l$ определяет значение полного топологического заряда системы ОВ. Для случая с квадратичной фазовой зависимостью были рассмотрены ситуации как с целочисленными так и с дробными значениями квадратичной компоненты (рис.1 д,е и ж,з, соответственно). Исследованы распределения интенсивности и фазы, в том числе количество и положение фазовых сингулярностей.

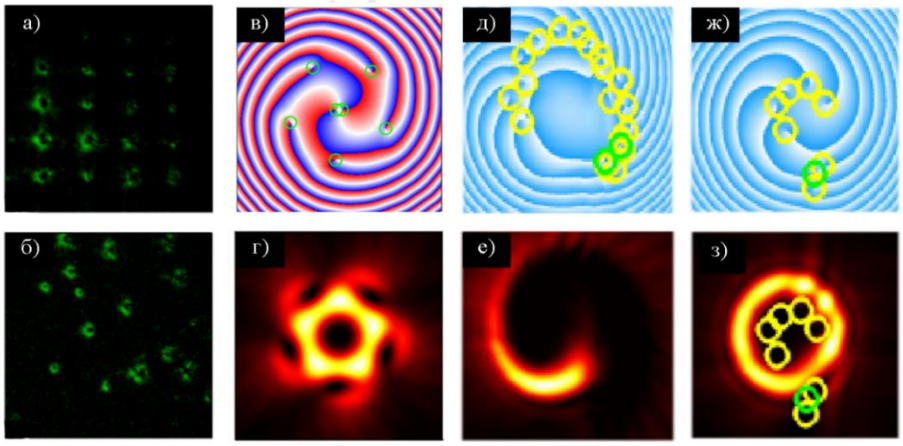


Рис. 1. Оптические вихри с заданными параметрами: а,б) экспериментальные распределения интенсивности; расчетные распределения фазы (в,д,ж) и распределения интенсивности (г,е,з).

Особый интерес представляет исследование дифракции Френеля Гауссового пучка на периодической решетке с дислокацией (вилочковая решетка). Для этого случая было выявлено наличие определенной пространственной периодичности в структуре распределения интенсивности, иными словами обнаружен аналог эффекта Тальбота.

ЛИТЕРАТУРА

1. M.S. Soskin et al. // Phys. Rev. A 1997. V. 56. No 5. P. 4064.
2. X. Wang et al. // Nanophotonics 2018. V. 7. No 9. P. 1533.
3. K.T. Gahagan et al. // Opt. Lett. 1996. V. 21. No 11. P. 827.
4. K.I. Willig et al. // Nature 2006. V. 440. No 7086. P. 935.
5. M. Pascucci et al. // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 116. P. 093904.
6. J. Hamazaki et al. // Opt. Express 2010. V. 18. No 3. P. 2144.
7. M. Mirhosseini et al. // New Journal of Physics 2015. V. 17. No 3. P. 033033.
8. G. Molina-Terriza et al. // Opt. Lett. 2001. V. 26. No 3. P. 163.
9. I.V. Basistiy et al. // Journal of Optics A: Pure and Applied Optics 2004. V. 6. No 5. P. S166.
10. A.V. Ustinov et al. // J. Opt. Soc. Am. B. 2021. V. 38. No 2. P. 420.
11. K. Yang et al. // Annalen der Physik 2022. V. 534. No 1. P. 2100404.
12. D.A. Ikonnikov, A. M. Vyunishev // Opt. Lett. 2020. V. 45. No 14. P. 3909.
13. D.A. Ikonnikov et al. // Annalen der Physik 2022 (принята в печать)

14. V. V. Kotlyar, A. A. Kovalev, A. V. Volyar // Opt. Express 2020. V. 28. No 6. P. 8266.

Особенности нелинейной оптики терагерцового излучения

С.А. Козлов, М.С. Гусельников, И.Р. Арцер, М.О. Жукова, М.В. Мельник, А.А. Гендрина, А.Н. Цыпкин

Университет ИТМО

kozlov@mail.ifmo.ru

Аннотация. Предсказанная и экспериментально обнаруженная гигантская нелинейность показателя преломления колебательной природы у ряда материалов в ТГц спектральном диапазоне стала не единственным сюрпризом нелинейной оптики ТГц волн. В лекции показано, что наименьшая в изотропных средах кубическая по полю колебательная нелинейность поляризационного отклика среды в значительной степени определяется квадратичной по полю нелинейностью отдельных молекул. Анализируется инерционность и дисперсия нелинейности показателя преломления оптических сред при резонансном и нерезонансном взаимодействии ТГц волн с молекулярными колебаниями. Обсуждается непривычная для нелинейной оптики излучения видимого и ближнего ИК диапазона возможность наблюдения при распространении ТГц волн в кристаллах длин нелинейности, обусловленных кубическим по полю откликом, меньших таких длин, но обусловленных квадратичным откликом среды. В лекции рассмотрены также особенности нерезонансного и резонансного самовоздействия импульсного ТГц излучения и генерации в его поле волн на высоких частотах. Обсуждаются возможности создания сверхбыстрых оптических транзисторов и систем памяти на нелинейных «беззеркальных» интерферометрах Фабри-Перо, для реализации в которых бистабильного пропускания ТГц излучения оказывается достаточным Френелевского отражения на границах слоев кристаллов.

Введение. В работах [1-5] было теоретически предсказано и экспериментально подтверждено, что коэффициент нелинейного показателя преломления некоторых электрооптических кристаллов, а также воды и ряда других жидкостей в терагерцовом (ТГц) спектральном диапазоне в миллион раз больше, чем в видимом и ближнем ИК диапазонах. Такая очень высокая нелинейность ряда диэлектрических материалов в этом диапазоне спектра определяет широкие перспективы развития сверхбыстрой ТГц фотоники, основанной на эффектах самовоздействия волн.

В данной лекции обсуждается широкий спектр вопросов нелинейной оптики ТГц излучения. Анализируются особенности дисперсии и инерционности гигантской кубической нелинейности сред колебательной природы, в том числе при нерезонансном и резонансном взаимодействии с молекулярными колебаниями. Впервые даны оценки квадратичной восприимчивости кристаллов колебательной природы в ТГц диапазоне. Демонстрируются особенности самовоздействия импульсного ТГц излучения и генерации волн из малого числа колебаний на высоких частотах в средах, как с квадратичной, так и кубической нелинейностью. Показано, что нелинейные интерферометры Фабри-Перо со средами внутри с гигантской малоинерционной нелинейностью перспективны для создания сверхбыстрого управления параметрами ТГц излучения.

Основная часть.

В работе показано, что при рассмотрении поляризационного отклика изотропной среды колебательной природы модель ангармонических колебаний атомов каждой ее отдельной молекулы, широко распространенная в теплофизике, в виде осциллятора, в общем случае, как с квадратичной, так и с кубической нелинейностями приводит для макроскопической оптической характеристике среды – нелинейной части ее поляризованности – к модели в виде системы параметрически связанных уравнений с только кубическими нелинейностями вида

$$\frac{\partial^2 P_{нл}}{\partial t^2} + \gamma \frac{\partial P_{нл}}{\partial t} + \omega_0^2 P_{нл} = -2aRP_л - \frac{b}{(Nq)^2} P_л^3$$

$$\frac{\partial^2 R}{\partial t^2} + \gamma \frac{\partial R}{\partial t} + \omega_0^2 R = -\frac{a}{(Nq)^2} P_л^2 ,$$

где t - время, ω_0– частота валентных колебаний молекулы, γ – коэффициент их затухания; $a = -m\omega_0^4 a_1 \alpha_T / k_B$, где m - приведенная масса колебательной моды, a_l- диаметр молекулы (для жидкостей) или постоянная решетки (для твердых тел), α_T - коэффициент теплового расширения материала среды, k_B - постоянная Больцмана; $b = 6\pi q^2 N\omega_0 / (n_0^2 - n_{el}^2)\hbar$, где n_0 - линейная часть показателя преломления в ТГц диапазоне частот; n_{el} - показатель преломления в области с нерезонансным электронным вкладом; $\hbar$ - приведенная постоянная Планка, $P_л$ – линейная часть поляризованности среды, R - функционал, обусловленный вкладом квадратичной нелинейности каждой ее в общем случае анизотропной молекулы в кубический по полю (наименьший для изотропного вещества) нелинейный отклик среды в целом, N – концентрация молекул, q – заряд атомов молекулы.

Из уравнений динамики нелинейной части поляризованности изотропного вещества получены выражения для времен релаксации кубических восприимчивостей оптических сред с нелинейностью колебательной природы при двух- и однофотонных резонансных взаимодействиях с квазимонохроматичными ТГц импульсами, а также при нерезонансном взаимодействии с широкополосным ТГц импульсным излучением. Приведены численные оценки для сред с особо высокой колебательной нелинейностью показателя преломления альфа-пинена и воды, а также для диоксида кремния. Показано, что для этих материалов времена инерционности нерезонансного колебательного механизма их нелинейности для излучения ТГц диапазона спектра не превышают десятка фемтосекунд, а при резонансном взаимодействии могут возрастать до нескольких сотен фемтосекунд.

В лекции обсуждаются особенности явлений нелинейного распространения импульсного ТГц излучения. На целом ряде примеров показано, что такое классическое в нелинейной оптике понятие, как критическая мощность самофокусировки может терять свой физический смысл для ТГц волн из малого числа колебаний из-за доминирования в поле предельно коротких ТГц импульсов дисперсии над дифракцией [6]. Рассмотрено качественное видоизменение при переходе в ТГц частотную область и другого классического нелинейного явления, а именно исчезновение в средах с кубической нелинейностью генерации излучения на утроенных частотах, но его генерация вместо этого на учетверенных частотах [7]. На рис.1 (а) изображено графическое представление метода генерации ТГц излучения, на основе оптического выпрямления в электрооптическом кристалле ($MgO:LiNbO_3$). На рис. 1(с) приведены сравнения результатов экспериментов и аналитических выводов, полученных в работе [7]. Видно, что генерации на утроенных частотах ($3\nu_{max}$) в спектре импульсного ТГц излучения при взаимодействии ТГц излучения с кубически нелинейной средой не

наблюдается. При этом в спектре ТГц излучения вместо утроенной частоты по частоте максимума его спектральной плотности наблюдается ярко выраженный провал. В этом случае излучение значительной энергии генерируется на учетверенной частоте, чего не наблюдается для аналогичных экспериментов в видимом и ближнем ИК-диапазонах частот.

На рис.1 (d) показан спектр ТГц импульса, генерируемого при меньшей интенсивности накачки. Как видно, такая низкая интенсивность недостаточна, чтобы наблюдать нелинейное явление генерации новой частоты. Это подтверждает тот факт, что феномен генерации учетверенной частоты вместо ожидаемой тройной, наблюдаемый в эксперименте и представленный на рис.1 (c), имеет чисто нелинейную природу.

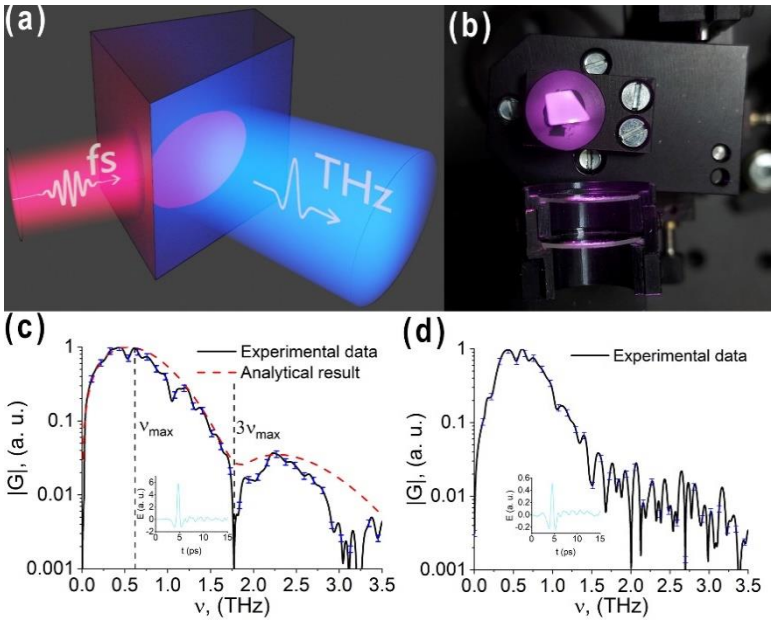


Рисунок 1 - (а) Графическая репрезентация генерации ТГц импульса методом оптического выпрямления. (б) Фотография генерации ТГц импульса методом оптического выпрямления в кристалле $MgO:LiNbO_3$. (в) Спектр генерируемого ТГц поля. Черная сплошная линия – экспериментальные данные для высокой интенсивности накачки, красная пунктирная линия — аналитические результаты, синяя пунктирная линия — погрешность экспериментальных данных. (г) Спектр генерируемого ТГц поля при меньшей интенсивности накачки [7].

При анализе результатов эксперимента, представленных на рис. 1, показано, что в изучаемом кристалле кубический поляризационный отклик при указанных интенсивностях излучения оказался больше квадратичного, что удивительно и не встречалось в нелинейной оптике видимого и ближнего ИК диапазонов спектра.

В лекции рассмотрены также особенности самовоздействия импульсного ТГц излучения при двухфотонном резонансе с молекулярными колебаниями. Обсуждены особенности пропускания нелинейных интерферометров Фабри-Перо с ТГц диапазоне и возможности создания на их основе сверхбыстрых оптических транзисторов и систем памяти. Показано, что эти устройства могут быть основаны на нелинейных «беззеркальных» интерферометрах Фабри-Перо, для реализации в которых бистабильного пропускания ТГц излучения оказывается достаточным Френелевского отражения на границах слоев кристаллов.

Заключение.

В лекции сделан акцент на неожиданностях, которые нам принесла нелинейная оптика ТГц излучения. Обсуждается и гигантская малоинерционная нелинейность многих материалов, и качественные отличия в протекании, казалось бы, классических явлений самофокусировки и генерации гармоник для волн ТГц диапазона. В завершение лекции рассмотрен вопрос применения очень большой нелинейности показателя преломления многих сред и вызванных этим явлений в устройствах сверхбыстрой ТГц фотоники.

ЛИТЕРАТУРА

1. Dolgaleva K. et al. // Phys. Rev. A. 2015. V. 92. No. 2. P. 023809.
2. Sajadi M., Wolf M., Kampfrath T. // Nat. Commun. 2017. V. 8. No. 1. PP. 1-9.
3. Tcypkin A. N. et al. // Opt. Express. 2019. V. 27. No. 8. PP. 10419-10425.
4. Zhukova M. et al. // Photonics. 2020. V. 7. No. 4. P. 98.
5. Tcypkin A. et al. // Phys. Rev. Appl. 2021. V. 15. No. 5. P. 054009.
6. Kozlov S. A. et al. // JOSA B. 2019. V. 36. No. 10. PP. G68-G77.
7. Melnik M. et al. // Nonlinear Optics. 2021. P. NTh1B. 5.

Исследование распределения меди в структуре $LiNbO_3$:Cu X-среза с поверхностным легированием

А.А. Колмаков[1], А.С. Темерева[1], Р.И. Анисимов[1], А.В. Михайленко[1], С.М. Шандаров[1], И.В. Тимофеев[2], М.В. Пятнов[2]

[1]*Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники*

[2]*Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск*

kolmakov.sasha1@mail.ru

Один из оптических методов, применяемых для манипуляции микро- и нанообъектами, основан на использовании сильных квазистатических электрических полей, возникающих над поверхностью кристаллов ниобата лития при инициированном лазерным излучением перераспределении зарядов по ловушечным и донорным центрам вследствие фотовольтаического эффекта [1−4]. Преимущества оптических пинцетов такого типа, называемых фотовольтаическими, заключаются в возможности неоднократного использования монокристаллических подложек и в сведении к минимуму перегрева захватываемых объектов за счёт применения маломощных источников излучения [5]. В качестве таких подложек обычно используются объемно-легированные кристаллы $LiNbO_3$:Fe, где ионы железа обеспечивают высокий фотовольтаический отклик [1−3, 5]. К материалам с хорошими фотовольтаическими свойствами относятся и кристаллы $LiNbO_3$:Cu [6, 7], для которых легирование используемых пластин ниобата лития может быть реализовано методом высокотемпературной диффузии [4, 8−10]. Важной характеристикой таких пластин $LiNbO_3$:Cu, используемых для реализации фотовольтаических пинцетов, является концентрация ионов C_{Cu^+} и $C_{Cu^{2+}}$ в зарядовых состояниях Cu^+ и Cu^{2+}, соответственно, и их распределение по глубине образца [4, 11, 12]. Однако сведения о характере распределений C_{Cu^+} и $C_{Cu^{2+}}$ по глубине в пластинах $LiNbO_3$:Cu с диффузионным легированием, приведенные в работах [4, 8, 10, 13], являются противоречивыми. Если авторами [8] сделан вывод об уменьшении концентрации C_{Cu^+} всего на 20 % в образце с толщиной 1 мм, то в [4] такое распределение получено в виде функции Гаусса с максимумом на границе, через которую осуществлялась диффузия из металлической пленки Cu, и с полушириной $\Delta x = 316$ мкм. О немонотонном поведении концентрации ионов меди с глубиной в образцах $LiNbO_3$:Cu с поверхностным легированием сообщалось в [10, 13].

В настоящем сообщении представлены результаты экспериментального изучения распределения концентрации ионов меди C_{Cu^+} и $C_{Cu^{2+}}$ по координате x в диффузионно-легированной пластине $LiNbO_3$:Cu X-среза, по зависимостям показателей поглощения на длинах волн 532 и 808 нм соответственно, от толщины клинообразной области, которая была получена после проведения диффузии резкой и оптической полировкой исходной пластины.

В экспериментах исследовался образец $LiNbO_3$:Cu X-среза, сформированный в пластине ниобата лития конгруэнтного состава с размерами 1.33×10.22×12.42 мм^3 по осям *X*, *Y* и *Z* соответственно. Диффузионное легирование проводилось из металлической пленки с толщиной 600 нм, нанесенной на грань $x = 0$ пластины методом магнетронного распыления, в течение 9 ч при температуре T = 1000 °C. После этого пластина $LiNbO_3$:Cu была разрезана на два образца алмазным кругом под углом $\gamma = 36°$ к плоскости $x = d$, и наклоненные поверхности подвергались оптической полировке.

Внешний вид одного из этих образцов, имеющего максимальные размеры по оси Z, на котором и проводились эксперименты, показан на рис. 1.

Рис. 1. Фото образца $LiNbO_3$:Cu с клиновидным срезом под углом γ = 36º к плоскости $x = d$

Для исследования распределения концентрации ионов C_{Cu^+} и $C_{Cu^{2+}}$ образец размещался на столике с микрометрическим винтом, позволяющим перемещать его вдоль направления z', примерно совпадающего с биссектрисой угла γ, из начального положения $z = 0$. В таком положении на скошенную грань образца с помощью микроскопических объективов с фокусными расстояниями 40 мм/16 мм фокусировалось излучение лазера с вектором поляризации вдоль кристаллографической оси Y и с длиной волны 532нм/808 нм таким образом, чтобы угол преломления клиновидной областью был близок к наименьшему. Преломленный пучок с помощью изображающей линзы совмещался с входной диафрагмой фотодиода ФД-24К, позволяющего измерять его мощность. Измерение мощности преломленного пучка проводилось, начиная с положения $z \approx 20$ мкм, в котором сфокусированный входной луч не испытывал дифракции на левом ребре клина (см. рис. 1), и заканчивая положением $z \approx 1800$ мкм, где отсутствовала дифракция на его правом ребре. Дополнительные измерения мощности падающего пучка позволили определить зависимости коэффициента пропускания клина $T(z')$ от смещения образца вдоль направления z', близкого к биссектрисе угла γ, представленные на рис. 2,а и 2,б, на длинах волн 532 и 808 нм соответственно.

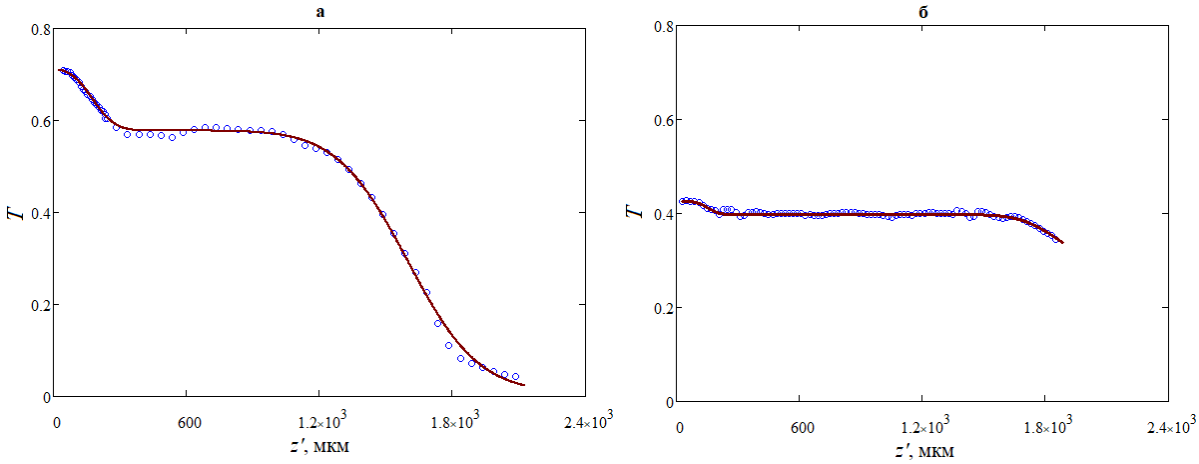


Рис. 2. Зависимости коэффициентов пропускания клинообразной области на длинах волн 532 нм (а) и 808 нм (б) от смещения образца вдоль направления z', примерно совпадающего с биссектрисой угла γ. Точки – эксперимент, кривые – расчетные зависимости

Как видно из рис. 2, на обеих длинах волн в середине образца $LiNbO_3$:Cu имеются участки со слабой зависимостью коэффициента пропускания T от координаты z', с небольшими колебаниями, связанными с некоторыми оптическими неоднородностями.

На длине волны 532 нм это участок $z' \approx 300-1100$ мкм, а для 808 нм – $z' \approx 200-1100$ мкм. На остальных участках, примыкающих к ребрам клинообразной области, коэффициент пропускания характеризуется заметной координатной зависимостью.

Для описания наблюдаемых экспериментальных зависимостей была использована следующая модель распределения показателя поглощения по глубине x кристалла:

$$\alpha_{532,808}(x) = \alpha_1^{532,808} \exp\left[-\frac{\left(x - x_1^{532,808}\right)^2}{\left(\Delta x_1^{532,808}\right)^2}\right] + \alpha_2^{532,808} \exp\left[-\frac{\left(x - x_2^{532,808}\right)^2}{\left(\Delta x_2^{532,808}\right)^2}\right], \quad (1)$$

позволившая при параметрах гауссовых кривых α_1^{532} = 17 см$^{-1}$; α_2^{532} = 89 см$^{-1}$; Δx_1^{532} = 70 мкм; Δx_2^{532} = 310 мкм; x_1^{532} = 1215 мкм; x_2^{532} = 95 мкм и α_1^{808} = 10.5 см$^{-1}$; α_2^{808} = 14.5 см$^{-1}$; Δx_1^{808} = 37 мкм; Δx_2^{808} = 130 мкм; x_1^{808} = 1245 мкм; x_2^{808} = 225 мкм для длин волн 532 и 808 нм соответственно, из соотношения для коэффициента пропускания образца с неоднородным показателем поглощения,

$$T_{532,808}(z') = k_{532,808} \exp\left(-\int_0^{x(z')} \alpha_{532,808}(x)dx\right), \quad (2)$$

где множитель k учитывает френелевские потери на входной и выходной гранях, получить аппроксимирующие кривые, представленные на рис. 2.

Измеренные с помощью спектрофотометра Genesys 2 средние значения показателей поглощения для области образца $LiNbO_3$:Cu с параллельными гранями $x = 0$ и $x = d$ (см. рис. 1) на длинах волн 477, 532, 808 и 1040 нм были получены, как α_{477}^{av} = 4930 м$^{-1}$, $\alpha_{532}^{av} = 2090$ м$^{-1}$, $\alpha_{808}^{av} = 490$ м$^{-1}$ и $\alpha_{808}^{av} = 1120$ м$^{-1}$. Использование предположения, что показатели поглощения на длинах волн 532 и 808 нм приблизительно пропорциональны концентрациям C_{Cu^+} и $C_{Cu^{2+}}$ соответственно, и соотношений из [8], позволяет оценить их, как

$$C_{Cu^+}(x) = 4.72 \cdot 10^{21} \text{м}^{-2} \alpha_{532}(x)\ ,\ C_{Cu^{2+}}(x) = 1.56 \cdot 10^{23} \text{м}^{-2} \alpha_{808}(x)\,. \quad (3)$$

Полученные на основе формул (1) и (3) и найденных параметров гауссовых кривых распределения концентраций ионов меди в образце $LiNbO_3$:Cu представлены на рис. 3.

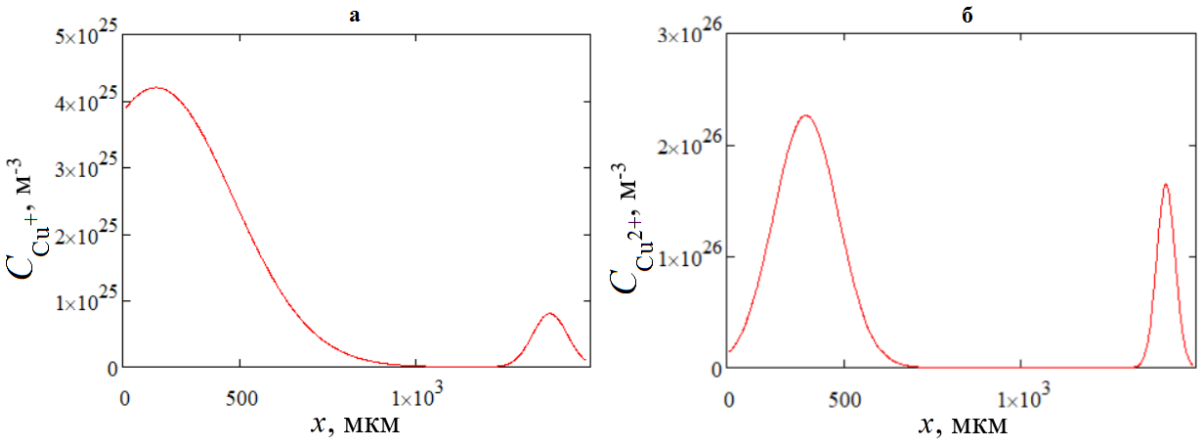


Рис. 3. Распределения концентраций ионов Cu^+ (а) и Cu^{2+} (б) в образце $LiNbO_3$:Cu

Как следует из рис. 2 и рис. 3, распределения концентраций ионов Cu^{+} и Cu^{2+} в образце $LiNbO_3$:Cu, полученном диффузией из металлической пленки, напыленной на грань $x = 0$, удовлетворительно аппроксимируются двумя гауссовыми функциями, максимумы которых расположены на некотором удалении от граней $x = 0$ и $x = d$. Качественно характер полученных распределений согласуется с результатами исследований, описанными в [10] для диффузии меди в образцы ниобата лития из оксидного порощка CuO при температуре 800 ºС. Немонотонное распределение концентраций Cu^{+} и Cu^{2+} в исследованной пластине $LiNbO_3$:Cu X-среза может быть связано со сложным нелинейным характером диффузии двух частиц с различающимися зарядами и ионными радиусами.

Таким образом, оценка распределений концентрации ионов меди $C_{Cu^{+}}$ и $C_{Cu^{2+}}$ по координате x в диффузионно-легированной пластине $LiNbO_3$:Cu X-среза может быть реализована по зависимостям показателей поглощения на длинах волн 532 и 808 нм соответственно от толщины клинообразной области, полученной резкой и оптической полировкой данной пластины. С использованием такого подхода получено, что распределения $C_{Cu^{+}}(x)$ и $C_{Cu^{2+}}(x)$ при диффузии из нанесенной на грань $x = 0$ металлической пленки с толщиной 600 нм, проводимой в течение 9 ч при температуре T = 1000 °C, имеют немонотонный характер и характеризуются двумя пиками с максимумами, расположенными на некотором удалении от граней $x = 0$ и $x = d$.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках Госзадания на 2020–2022 годы (задание FEWM-2020-0038/3) и программы «Приоритет 2030».

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Villarroel et al. // Opt. Express. 2011. V. 19. No 24. P. 24320.
2. M. Esseling et al. // Appl. Phys. B. 2013. V. 113. No 2. P. 191.
3. J. Matarrubia et al. // J.Phys. D: Appl. Phys. 2014. V. 47. art. No. 265101.
4. К.М. Мамбетова и др. // Изв. вузов. Физика. 2019. Т. 64. № 4. С. 89.
5. A. Blázquez-Castro et al. // Appl. Phys. Rev. 2018. V. 5. No 4. Art. No. 041101.
6. Б.И. Стурман, В.М. Фридкин «Фотогальванический эффект в средах без центра симметрии и родственные явления» М.: Наука, 1992.
7. T. Volk and M. Wöhlecke “Lithium Niobate” Berlin/Heidelberg: Springer-Verlag, 2008.
8. K. Peithmann et al. // Phys. Rev. B. 2001. V. 61. No 7. P. 4615.
9. К.М. Мамбетова и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2015. Т. 57. № 8-9. С. 675.
10. G. Suchaneck et al. // Ferroelectrics. 2019. V. 539. P.151.
11. К.М. Мамбетова и др. // Оптика и спектроскопия. 2019. Т. 126. № 6. С. 858.
12. А.А. Колмаков и др. // Труды школы-семинара «Волны-2021». Когерентная и нелинейная оптика. 2021. С. 51.
13. Р.И. Анисимов и др. // X международная конференция по фотонике и информационной оптике: Сборник научных трудов. М.: НИЯУ МИФИ, 2022. С. 451.

Поляризационные свойства электрически управляемых жидкокристаллических дифракционных структур

К.Г. Комяк, О.С. Кабанова, Е.А. Мельникова, И.И. Рушнова, А.Л. Толстик
Белорусский государственный университет
fiz.komyak@bsu.by

Одно из перспективных и активно развивающихся направлений оптики – разработка и создание управляемых дифракционных элементов на основе жидких кристаллов (ЖК), формирующих световое поле с заданными характеристиками. Такой повышенный интерес объясняется уникальными свойствами ЖК-элементов: тонкий оптический слой, низкое рабочее напряжение, высокая анизотропия [1]. В работе рассмотрены поляризационные свойства дифракционной структуры, изготовленной методом текстурированной фотоориентации нематического жидкого кристалла.

Функциональную основу дифракционных структур составили тонкопленочные слои нематического ЖК-материала (ЖК 1282, НИОПИК, Россия: n_o=1,678 n_e=1,509) с многодоменной ориентацией. В качестве фотоориентируемого материала был выбран светочувствительный азокраситель AtA-2 [2]. Толщина слоя жидкого кристалла составила 20 мкм, ориентация молекул ЖК твист-планарная.

На рисунке 1 представлен график зависимости пропускания твист-ячейки в скрещенных поляризаторах от приложенного напряжения. Из графика следует, что можно выделить три режима работы твист-ячейки: при малых напряжениях (до 1,5 В), при напряжениях от 1,5В до 3В и при напряжениях больше 3В.

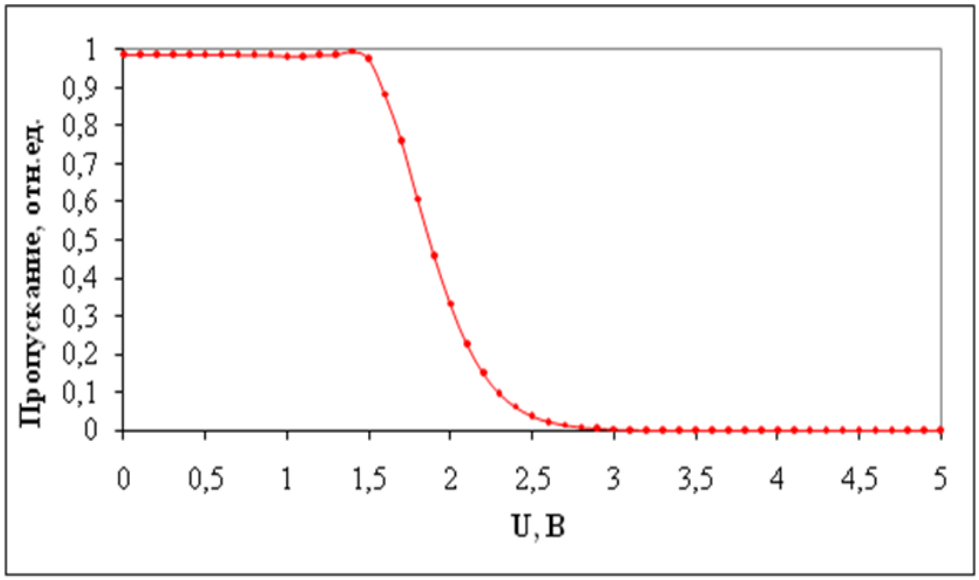


Рис. 1. График зависимости пропускания твист-ячейки в скрещенных поляризаторах в зависимости от приложенного напряжения.

Для изучения поляризационных свойств изготовленных ЖК-структур использовался *He-Ne*-лазер, генерирующий узконаправленный луч линейно поляризованного света с длиной волны 632,8 нм, фотодетектор и анализатор. Было исследовано состояние поляризации прошедшего через ЖК-ячейку излучения в отсутствие напряжения и при приложенном напряжении U = 3В. Ожидалось, что в выключенном состоянии ячейка будет представлять собой комбинацию двух амплитудных решеток, т.к. благодаря волноводному режиму Могена поляризация

проходящего излучения поворачивается вслед за директором молекул ЖК. Напряжение 3В было выбрано исходя из условия максимума дифракционной эффективности [2]. В диапазоне приложенного напряжения от 1,5В до 2,5В излучение на выходе ЖК ячейки будет иметь эллиптичную поляризацию.

На рисунке 2 представлена послойная ориентация молекул ЖК в изготовленной ячейке. Красными стрелками указано состояние поляризации падающего излучения, а синими – прошедшего через слой ЖК.

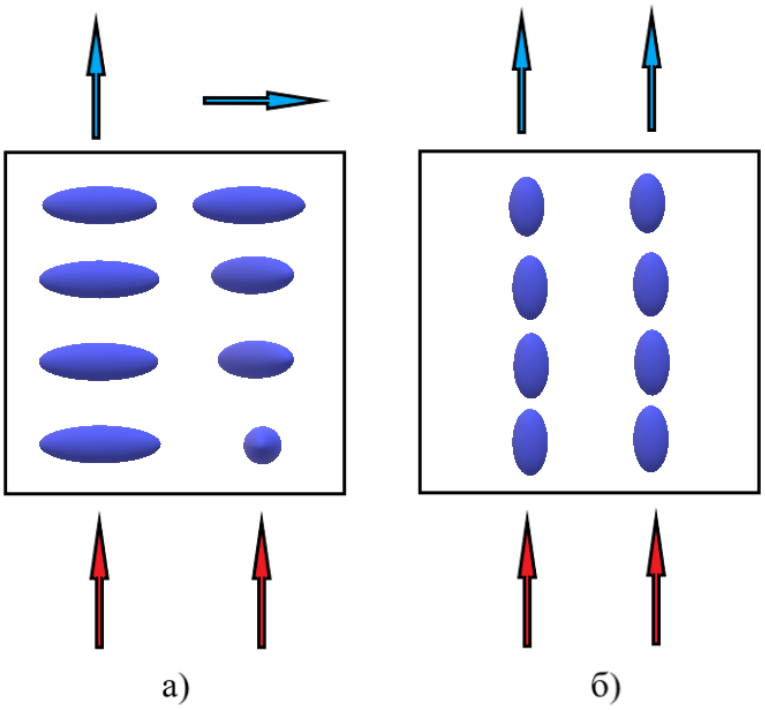


Рис. 2. Послойная ориентация молекул жидкого кристалла и состояние поляризации излучения при а) U = 0В, б) U = 3В .

Как было отмечено выше, в отсутствие напряжения ЖК-ячейка ведет себя как две амплитудные дифракционные решетки. Если падающее излучение имеет вертикальную линейную поляризацию, то на выходе должна быть зарегистрирована суперпозиция двух волн с линейными ортогональными поляризациями. В этом случае вектор поляризации прошедшего излучения должен быть повернут относительно вектора поляризации падающего излучения на 45°. При приложенном напряжении 3В молекулы жидкого кристалла переориентируются вдоль силовых линий электрического поля. При такой геометрии ЖК-структура перестает поворачивать плоскость поляризации.

Стоит также отметить, что для области с планарной ориентацией молекул ЖК и закрученной твист-ориентацией пороговое значение напряжения, при котором начинается раскрутка директора, различается. Это связано с тем, что для твист-области значение $U_{пор}$ определяется тремя коэффициентами упругости, которые характеризуют S-, B- и T-эффект, а для планарной области – только одним коэффициентом, который описывает S-эффект.

На рисунке 3 приведены результаты исследования состояния поляризации прошедшего излучения для нулевого и первого порядков дифракции. Красным цветом обозначена поляризация падающего излучения, синим – прошедшего.

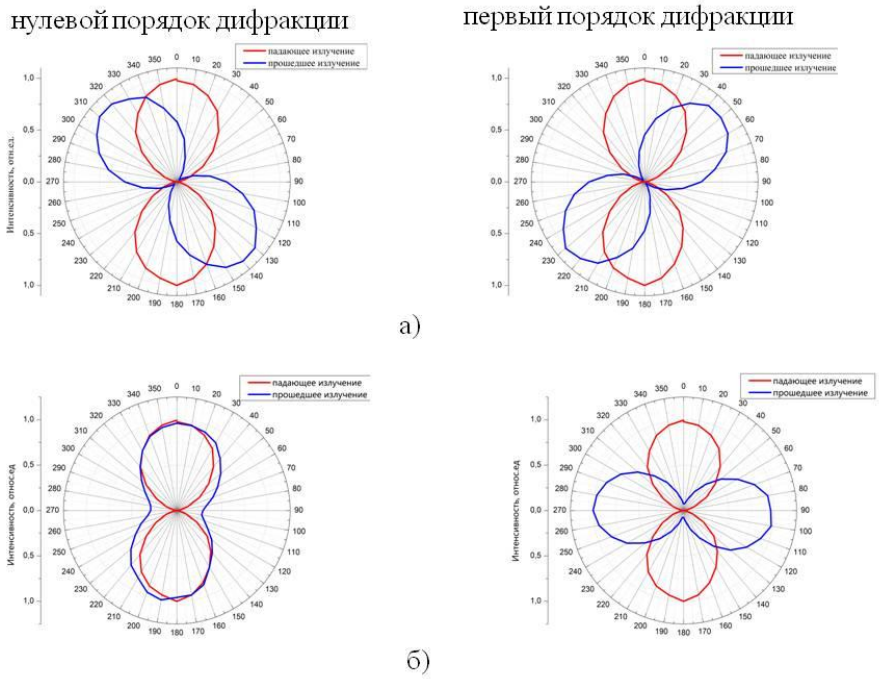


Рис. 3. Состояние поляризации излучения, прошедшего через ЖК-ячейку при приложенном напряжении а) U = 0В, б) U = 3В .

Как видно из рисунка 3, полученные результаты соответствуют предложенной феноменологической модели. В отсутствии напряжения прошедшее излучение (нулевой порядок дифракции) имеет линейную поляризацию, повернутую на 45° относительно излучения на входе в ЖК ячейку. При напряжении 3В направление поляризации прошедшего излучения совпадает с поляризацией падающего излучения. В то же время поляризация излучения, дифрагированного в первый порядок имеет линейную поляризацию, ортогональную нулевому порядку. Ортогональность состояний поляризации в соседних порядках дифракции является характерной для поляризационных решеток [3, 4].

Таким образом, можно сделать вывод, что ЖК-ячейка с твист-планарной ориентацией директора может быть использована как поляризационный разветвитель, разделяющий падающий световой пучок на составляющие с различной поляризацией. Состоянием поляризации прошедшего излучения можно управлять с помощью внешнего напряжения.

ЛИТЕРАТУРА

1. V. Chigrinov, A. Kudreyko, Q. Guo // Crystals. 2021. V. 11, No 2. P. 84.
2. K.G. Kamiak et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021 V. 85, No 12. P. 1496–1500.
3. Ш.Д. Какичашвили // Опт. и спектр. 1972. Т. 33. С. 324–327.
4. D.V. Gorbach, S.A. Nazarov, O.G. Romanov, A.L.Tolstik // Nonlinear Phenomena in Complex Systems. 2015. V.18, No 2. P. 149–156.

Оптотермические ловушки для манипуляции микроскопическими объектами

С.П. Котова, А.В. Коробцов, Н.Н. Лосевский, А.М. Майорова, С.А. Самагин
Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
kotova@fian.smr.ru

Среди методов манипулирования микро- и нанообъектами особое место занимают так называемые оптотермические или конвекционные ловушки. В таких ловушках остросфокусированный лазерный пучок используется не только для формирования оптической силы, но и для создания в среде градиента температуры, формирующего в свою очередь конвекционные потоки [1-5]. Микро- и нанообъекты в таких комбинированных, или как их еще называют, оптотермических ловушках переносятся (захватываются) возникающими потоками жидкости, поэтому можно использовать заведомо меньшие мощности (от десятых долей до нескольких десятков милливатт) по сравнению с традиционными оптическими ловушками. Конвекционные оптические ловушки характеризуются возможностью довольно быстрого перемещения объектов (в том числе поглощающих) с относительно больших расстояний, и как следствие, простотой организации областей свободных от микрочастиц и областей с их локальной повышенной концентрацией.

Особый интерес представляют вихревые конвекционные ловушки, до настоящего времени реализованные в виде колец и спирали Архимеда [4, 5], в то время как в оптических (без использования конвекционных тепловых потоков) ловушках используются весьма разнообразные вихревые пучки [6-8].

Нами рассмотрены несколько типов оптотермических ловушек. Это точечная и кольцевая ловушки, формируемые DPSS лазером на длине волны 0,53 мкм. Конвекционные потоки создавались за счет использования в качестве дна кюветы светофильтра ОС 13, поглощающего это излучение. В составной оптотермической ловушке конвекционная и оптическая составляющая разделены за счет использования двух лазеров на разных длинах волн. Схема установки для её реализации представлена на рисунке 1. Конвекционная составляющая формировалась с помощью инфракрасного лазера с длиной волны излучения 1.08 мкм (суммарная мощность в рабочей зоне от 20 мВт до 50 мВт) и теплового светофильтра на дне кюветы, поглощающего инфракрасное излучение, а оптическая составляющая - DPSS лазером с длиной волны 0.53 мкм. Вихревые оптические ловушки создавались с помощью жидкокристаллического пространственного модулятора света HOLOEYE PLUTO-2-NIR-011. Специально разработанная программа позволяла менять знак и величину топологического заряда, а также геометрические параметры формируемых ловушек.

Промоделировано движение микрочастиц в потоках жидкости в зависимости от мощности. Показано, что для совпадения с экспериментальными данными необходим учет эффект скольжения жидкости за счет градиента температур. Также обнаружено, что при определенных значениях мощности лазерного излучения частицы уносятся восходящими потоками жидкости из поля действия лазерного пучка, захвата микрочастиц не происходит. Для захвата частиц ловушками сложной формы (кольцевая, спираль Архимеда) в горизонтальной плоскости и их удержания в вертикальном направлении необходимо добиваться баланса между силой тяжести, архимедовой силой, подъёмной силой потока жидкости и силой светового давления.

Проводились эксперименты с микрочастицами латекса различных размеров. Для частиц диаметром 4 мкм эффективный захват световым кольцом наблюдался при суммарной мощности излучения в рабочей зоне от 27 до 100 мВт. Наличие

топологического заряда приводило к движению частиц по кольцу. При этом угловая скорость перемещения частиц менялась линейно в зависимости от мощности лазера.

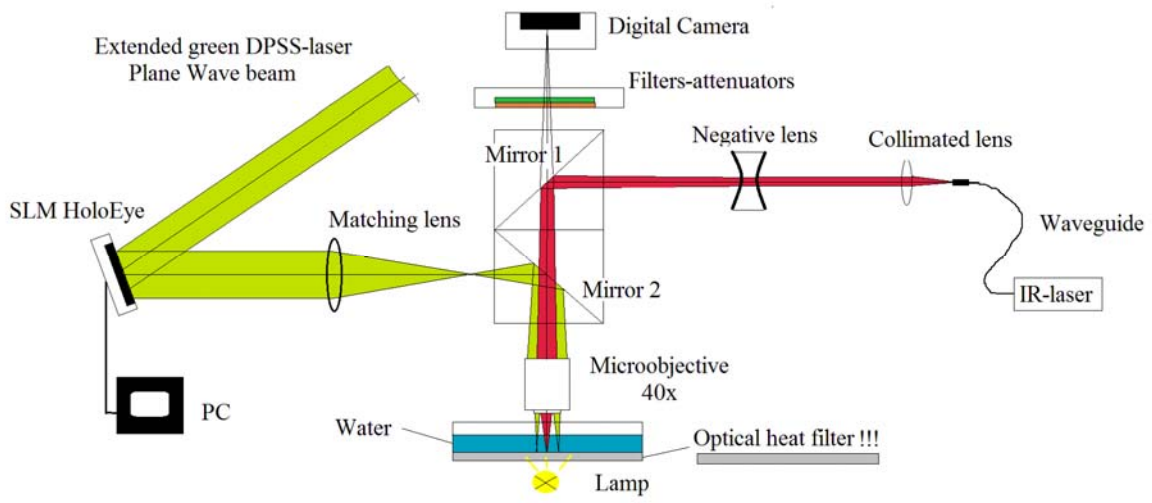


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для формирования составной оптико-конвективной ловушки

На рисунке 2 приведен кадр из эксперимента по формированию заданных конфигураций микрочастиц с закреплением их на подложке за счет кратковременного увеличения мощности лазерного излучения. Сначала световое кольцо было сформировано в положении 1 на дне кюветы. После того, как под действием конвективных потоков, микросферы собрались на кольце, было произведено кратковременное повышение мощности лазера в несколько раз. В результате этого повышения мощности, частицы зафиксировались на дне кюветы, образовав кольцо. Природа «прилипания» микросфер к дну кюветы при избыточном нагреве неясна и требует дополнительного изучения. Это может быть как частичное расплавление снизу латексных микросфер за счет повышения температуры подложки, так и формирование клейкого состава при термической коагуляции остатков органики, сформировавшихся на поверхности микросфер при их длительном хранении в водном растворе. Затем кювета перемещалась таким образом, что световое кольцо оказалось в положении 2. Свободные частицы устремились к световому кольцу, в то время как частицы, выстроенные вдоль кольца, остались зафиксированными на подложке. Мощность была вновь увеличена, после чего кювета была перемещена так, что световое кольцо оказалось в положении 3. Кадр иллюстрирует момент, когда это кольцо заполнено не полностью. При этом частицы вдоль двух колец (1, 2) остались зафиксированными на подложке.

В составной оптотермической ловушке возможность независимого управления мощностями лазеров, формирующих тепловую точечную и оптическую вихревую ловушку, позволяет более гибко управлять параметрами ловушки и соответственно процессом манипулирования. Были реализованы эксперименты по захвату микрочастиц латекса различных размеров на вихревое световое кольцо. Преимуществом составной оптотермической ловушки по сравнению с простой оптотермической является возможность в любой момент прекратить движение частиц к световому кольцу за счет уменьшения мощности инфракрасного лазера либо его выключения. Таким образом, тепловую составляющую ловушки (конвекционные потоки) можно использовать для

быстрого переноса микрообъектов к световому кольцу, а далее манипулировать ими за счет оптической составляющей. Кроме того, наши эксперименты показали, что в составной ловушке можно изменять угловую скорость частиц не только за счет изменения топологического заряда оптического вихря, и изменения мощности DPSS лазера (формирующего оптическую составляющую ловушки), но и за счет изменения мощности лазера, формирующего конвекционные потоки (инфракрасного лазера в наших экспериментах).

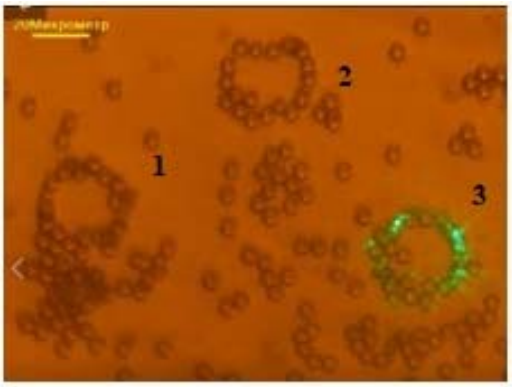


Рис. 2. Кадр из видео, иллюстрирующий возможности оптической конвекционной ловушки для формирования заданных конфигураций микрочастиц.

Отметим, что для всех типов оптотермических ловушек наблюдалось довольно быстрое движение микрочастиц к световому кольцу с относительно больших расстояний за счет конвекции. Таким образом, благодаря конвекционным потокам удается реализовать захват частиц из относительно далеких областей, быстро перемещать их, используя относительно невысокие мощности. В возможности эффективно группировать микрообъекты в заданных конфигурациях и заключается основное преимущество оптотермической ловушки над чисто оптической. Проведенные эксперименты и предложенные технологии показывают их перспективность для биофизических задач, но это требует дополнительных исследований.

Исследование поддержано РФФИ (гранты № 20-02-00671 и № 19-52-06005 МНТИ_а.

ЛИТЕРАТУРА

1. P Zemánek et al.// Adv. Opt. Photon. 2019. V. 11, P.577.
2. J.A.Zenteno-Hernandez et al. // Opt. Lett. 2020 V. 45. P. 3961.
3. L Lin et al. //Accounts of Chemical Research. 2018. V. 51. P. 1465.
4. E.Flores-Flores et al. // Biomed Opt Express. 2015. V. 24. P. 4079.
5. S.P. Kotova et al.// Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. 2021. V. 268. P. 107641.
6. L.Li et al. // Opt. Express 2018. V. 26. P. 9798.
7. K.Afanasiev et al. // J. Phys.: Conf. Ser. 2013. V. 414, P. 012017.
8. J.A.Rodrigo, M.Angulo, T.Alieva// Opt. Express. 2018. V. 26. P. 18608.

Радиофотонный оптимальный фильтр для быстрой обработки сверхширокополосного входного сигнала

В.В. Кулагин[1,2], В.В. Валуев[3,4], Д. Буркитбаев[5], В.Н. Корниенко[2], В.А. Черепенин[2]
[1]*Государственный астрономический институт им. П.К.Штернберга, МГУ им. М. В. Ломоносова*
[2]*Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН*
[3]*Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ*
[4]*ЗАО НТЦ «Модуль»*
[5]*МГУ им. М. В. Ломоносова*
victorvkulagin@yandex.ru

Применение аналоговых радиофотонных процессоров для быстрой обработки больших объемов входных данных имеет большие перспективы. Мировая тенденция развития аналоговых радиофотонных (электро-оптических) процессоров базируется на концепции нелинейно-фильтрующего радиофотонного звена. В этом случае в каждом звене возможна реализация как аналоговой линейной обработки (фильтрации) широкополосного входного СВЧ сигнала по заданному алгоритму, так и его нелинейная обработка - ограничение, генерация суммарных и разностных частот и др.. Специализированные аналоговые радиофотонные процессоры обычно содержат всего несколько радиофотонных звеньев и могут применяться для выполнения определенных задач. Такие устройства позволяют значительно увеличить быстродействие и дают возможность создать интегрально-оптическую реализацию системы с существенно уменьшенными массой и габаритами, что чрезвычайно важно, например, при реализации зондирующего комплекса с мобильными приемными системами, располагающимися на беспилотных летательных аппаратах. Первые радиофотонные программируемые процессоры для выполнения определенных операций уже реализованы в лабораторных условиях [1-3] и в ближайшее время могут поступить в производство.

Специализированный аналоговый процессор, реализующий радиофотонный корреляционный приемник для обработки сверхширокополосного входного СВЧ сигнала, удобнее всего построить в виде оптимального фильтра. В этом случае необходимо наблюдать за выходным сигналом фильтра, и в момент превышения этим сигналом определенного порога принимается решение об обнаружении цели. Время прихода сигнала (дальность до цели) рассчитывается по времени достижения максимального значения выходным сигналом фильтра. Радиофотонный оптимальный фильтр может быть реализован по схеме параллельного фильтра [4-7]. Здесь входной сигнал разделяется на несколько каналов, в каждом канале вводится определенная задержка сигнала, а также осуществляется изменение его амплитуды (взвешивание), после этого выходные сигналы со всех каналов складываются. Преимуществом такой схемы для коротких сигналов является относительно небольшое число требуемых каналов. В то же время параллельная схема обеспечивает минимальное время обработки входного сигнала фильтра, которое может быть порядка двух длительностей сигнала. Последовательные фильтры требуют намного более длительных времен обработки.

Возможная схема радиофотонного параллельного оптимального фильтра приведена на рис. 1. Лазерный источник может включать непрерывный лазер или набор разночастотных лазеров. В случае набора лазеров с разными частотами не происходит оптической интерференции выходных полей из разных каналов фильтра, что увеличивает стабильность его работы. Для одного непрерывного лазера все задержки в оптимальном фильтре должны быть кратны оптическому периоду, обеспечение этого может потребовать усложнения схемы. Входной СВЧ сигнал $x(t)$ подается на

оптический амплитудный модулятор для преобразования СВЧ сигнала в оптический диапазон. Частотный коэффициент передачи оптимального фильтра определяется характеристиками излучаемого импульса [5]. По нему рассчитываются весовые коэффициенты фильтра, которые передаются затем на оптические аттенюаторы. Набор весовых коэффициентов может храниться в памяти приемной системы для каждого типа излучаемого импульса и передаваться на фильтр непосредственно в процессе работы при необходимости смены типа импульса. Если используется всего один тип излучаемого импульса, то весовые коэффициенты могут быть аппаратно фиксированы.

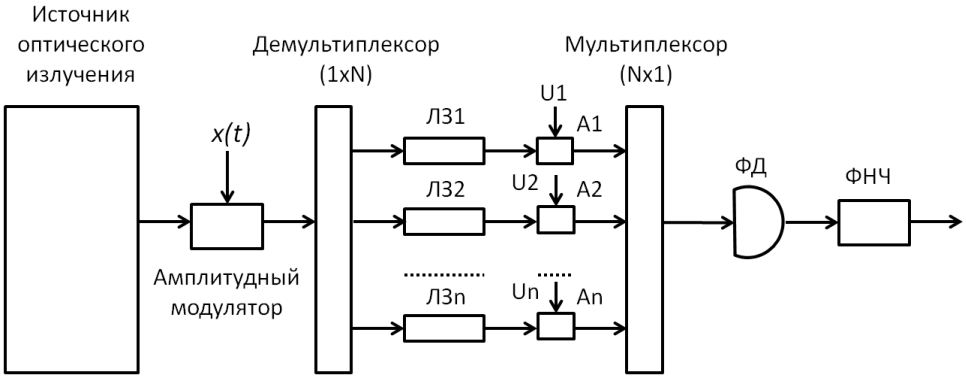


Рис. 1. Схема радиофотонного параллельного оптимального фильтра: ЛЗ - линии задержки, А - управляемые оптические аттенюаторы, ФД - фотодетектор, ФНЧ - фильтр низких частот. Для непрерывного лазера мультиплексор может быть заменен сумматором, демультиплексор - делителем.

Для численного моделирования характеристик оптимального фильтра была разработана математическая модель, а также определены источники шумов и их параметры, включающие дробовой шум, тепловые шумы схемы, амплитудный и частотный шумы лазерного источника, темновой шум фотодетектора и др. Был разработан и отлажен численный код для проведения моделирований. Моделирования проводились для различных входных широкополосных сигналов - сигнала прямоугольного вида (для тестовых целей и как аналога видеосигналов), радиосигналов с огибающей треугольной формы частотой 10 ГГц с длительностью 0.6 нс и 3 нс и др.

Сигнал на выходе радиофотонного оптимального фильтра с 9 линиями задержки (ЛЗ) при подаче на его вход колебания прямоугольной формы длительностью 3 нс представлен на Рис. 2 (постоянный уровень определяется параметрами схемы и известен). Случай одинаковой разности длин соседних линий задержки (0.33 нс) показан на Рис. 2а. Выходной сигнал имеет симметричную форму, при этом его вершина совпадает по времени с окончанием входного импульса (в данном случае правая граница верхней ступени располагается в точке 6.5 нс, прямоугольный импульс начинается в 3.5 нс и заканчивается в 6.5 нс). На Рис. 2б разница в длинах между 2 и 5 линиями задержки составляет порядка 1.5 нс. В результате форма выходного сигнала значительно искажается и становится несимметричной. В то же время правая граница верхней ступени остается в том же положении, что доказывает возможность использования параллельных фильтров с неравномерным расположением точек вычисления весовых коэффициентов (изменяющейся разностью длин соседних ЛЗ).

Точность измерения времени задержки принимаемого сигнала в радиофотонном оптимальном фильтре (Рис. 1) определяется в случае прямоугольного импульса шириной ступеньки выходного сигнала (при малых шумах). Действительно, решение об обнаружении сигнала принимается, когда амплитуда сигнала на выходе оптимального фильтра превышает определенный порог. В присутствии входных шумов такое превышение может иметь место в любой точке верхней ступени, т.е. ошибка

измерения времени прихода равна половине ширины верхней ступени. Оказывается, что изменяя разность длин соседних линий задержки определенным образом, можно существенно сузить верхнюю ступень и повысить точность измерения времени прихода сигнала.

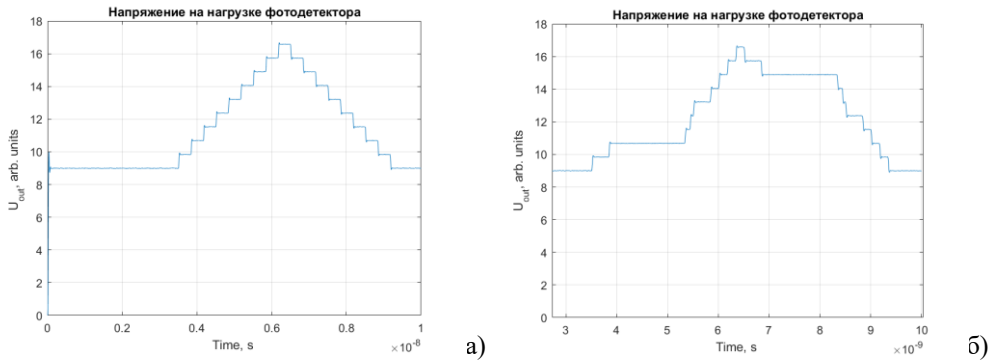


Рис. 2. Сигнал на выходе радиофотонного оптимального фильтра с 9 линиями задержки при подаче на вход колебания прямоугольной формы длительностью 3 нс: а) - одинаковая разность длин соседних линий задержки (0.33 нс), б) - разница в длинах между 2 и 5 линиями задержки составляет порядка 1.5 нс. Входной импульс заканчивается в момент времени 6.5 нс.

На Рис. 3а представлена вершина выходного сигнала оптимального фильтра в увеличенном виде в отсутствие шумов входного сигнала. На горизонтальных участках видны внутренние шумы радиофотонного оптимального приемника. Кроме того, вверху левых границ ступеней и внизу правых границ видны выбросы, связанные с работой фильтра низких частот на выходе фотодетектора (Рис. 1). Этот фильтр подавляет оптические частоты, пропуская выходной сигнал оптимального фильтра. В реальных системах подавление осуществляется фотодетектором.

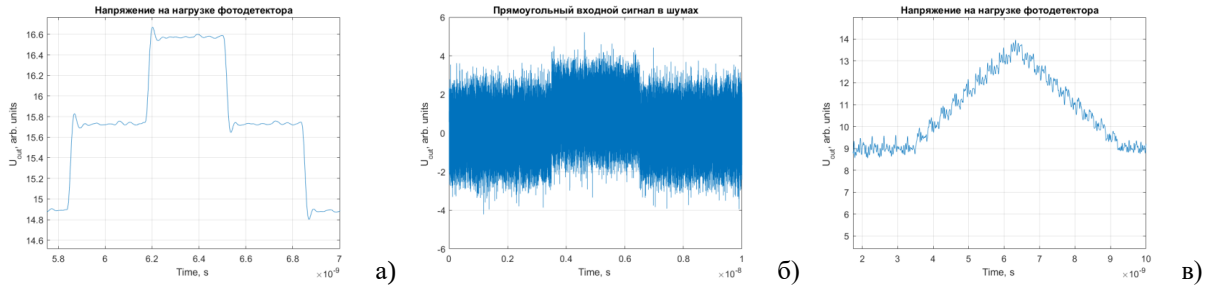


Рис. 3. Собственные шумы оптимального фильтра и фильтрация аддитивной смеси сигнала и шума: а) увеличенный вид верхней части сигнала на выходе радиофотонного оптимального фильтра с 9 линиями задержки при подаче на вход колебания прямоугольной формы длительностью 3 нс, б) и в) - входной сигнал и сигнал на выходе оптимального фильтра.

Входной сигнал и сигнал на выходе оптимального фильтра в присутствии сильных входных шумов представлены на рис. 3б и 3в. Очевидно хорошее фильтрующее действие оптимального фильтра, обеспечивающего обнаружение входного сигнала даже при таких сильных шумах (энергия сигнала порядка дисперсии шума в полосе сигнала). Поскольку параллельный фильтр базируется на оптической передающей линии, их шумовые характеристики оказываются схожими, т.е. могут обеспечить отношение сигнал/шум на уровне 40-60 дБ для сигналов с шириной полосы в несколько гигагерц.

Фильтрация аддитивной смеси радиосигнала (Рис. 4а) и шума оптимальным фильтром с 9 линиями задержки для входного импульса частотой 10 ГГц и

длительностью 0.6 нс с огибающей треугольной формы представлена на Рис. 4б и 4в (положение входного сигнала в шумах на Рис. 4б отмечено красным эллипсом, характеристики шума аналогичны случаю на Рис. 3б). Здесь опять фильтрующая способность радиофотонного приемника достаточно высокая, дисперсия шумовой дорожки на выходе оказывается намного меньше максимальной амплитуды импульса, при этом, как и ранее, максимум выходного сигнала фильтра совпадает с окончанием входного радиосигнала.

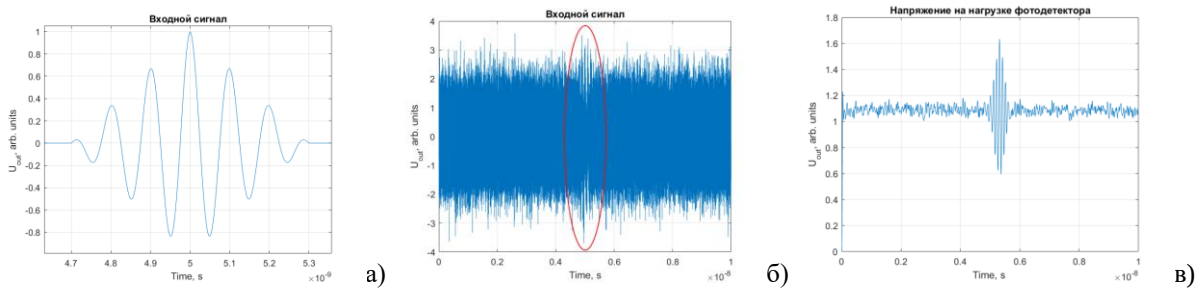


Рис. 4. Излучаемый сигнал (а), а также входной (б) и выходной (в) сигналы оптимального фильтра с 9 линиями задержки для импульса с огибающей треугольной формы частотой 10 ГГц и длительностью 0.6 нс. Положение входного сигнала в шумах отмечено красным эллипсом.

При увеличении длительности импульса его вершина становится более плоская, что ухудшает разрешение по дальности при наличии шумов. В то же время, это разрешение составляет не хуже нескольких длин волн излучения, т.е. оказывается менее 10 см для частоты 10 ГГц. Интересно отметить, что увеличение количества ЛЗ от 9 до 15 не приводит к существенному улучшению разрешающей способности для импульсов длительностью не более 10-20 наносекунд.

Таким образом, исследованы характеристики радиофотонного оптимального приемника, реализованного по схеме параллельного фильтра. Продемонстрированы его хорошие фильтрующие свойства. Выяснено влияние числа ЛЗ и разности их длин на выходной сигнал оптимального фильтра. Для случая переменной разности длин соседних ЛЗ форма выходного сигнала значительно искажается и становится несимметричной. В то же время при таких изменениях вершина импульса отклика сохраняет свое положение и совпадает с точкой окончания входного импульса, что доказывает возможность использования параллельных фильтров с неравномерным расположением точек вычисления весовых коэффициентов. Внутренние шумы оптимального приемника обеспечивают отношение сигнал/шум, достаточное для уверенного обнаружение входного сигнала и определения времени его прихода.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 19-29-06108-мк и 20-07-00768-а).

ЛИТЕРАТУРА

1. J Capmany, I. Gasulla, D. Pérez. // Nature Photonics. 2016. V. 10. P. 6.
2. D. Marpaung, J. Yao, J. Capmany. // Nature Photonics. 2019. V. 13. P. 80.
3. M. Smit, K. Williams, and J. van der Tol. // APL Photonics. 2019. V. 4. P 050901.
4. J. Capmany, B. Ortega, D. Pastor // J. of Lightwave Technology. 2006. V. 24. P. 201.
5. O. Durand et al. // Optics Letters. 1996. V. 21. No 11. P. 803.
6. J. Lee et al. // Applied Optics. 2007. V. 46. No 22. P. 5158.
7. A. Muzammil, R. Nabeel // Applied Optics. 2004. V. 43. No 15. P. 3159.

Усовершенствование модели динамики свободных носителей в кристаллах под действием фемтосекундного лазерного поля среднего инфракрасного диапазона

К.В. Львов[1], С.Ю. Стремоухов[1,2]
[1]Москвоский государственный университет МГУ им. М.В. Ломоносова
[2]НИЦ «Курчатовский институт»
lvov.kv14@physics.msu.ru

Введение

При высокой интенсивности лазерного излучения, попадающего в кристалл, происходят процессы возбуждения и релаксации носителей заряда. Такая динамика носителей заряда определяет, строго говоря, все физические и оптические свойства материала. Поэтому при моделировании распространения лазерного излучения через кристаллическую среду наряду с решением дифференциальных уравнений для светового поля, требуется также описание динамики свободных носителей.

В задаче распространения высокоинтенсивного лазерного излучения через твердые тела большое распространение получила модель MRE (Multiple Rate Equation) [1-2], в основу которой положена система скоростных уравнений, описывающих населенность «уровней» энергии ρ_i в зоне проводимости:

$$\begin{gathered}\frac{\partial\rho_0}{\partial t}=\left(1-\frac{\rho}{\rho_{at}}\right)W_{FI}\left(I\right)-\alpha_{1ph}\left(I\right)\rho_0+2\alpha_{imp}\rho_N-\frac{\rho_0}{\tau_r},\\ \frac{\partial\rho_i}{\partial t}=\alpha_{1ph}\left(I\right)\left(\rho_{i-1}-\rho_i\right)-\frac{\rho_i}{\tau_r},i=\overline{1,N-1},\\ \frac{\partial\rho_N}{\partial t}=\alpha_{1ph}\left(I\right)\rho_{N-1}-\alpha_{imp}\rho_N-\frac{\rho_N}{\tau_r},\\ \rho=\sum_{i=0}^{N}\rho_i\end{gathered}\tag{1}$$

Здесь ρ_{at} – концентрация атомов, W_{FI} – скорость полевой ионизации, I – интенсивность излучения, α_{1ph} – скорость однофотонного поглощения, α_{imp} – скорость ударной ионизации, τ_r – время рекомбинации носителей, N – число уровней, ρ – полная населенность зоны проводимости. Верхний уровень выбирается таким образом, чтобы его энергия ε_N была выше критической энергии ε_{cr}, необходимой для участия электрона в акте ударной ионизации [3]:

$$\varepsilon_{cr}=\left(1+\frac{m_r}{m_h}\right)\left(E_g+E_p\right),\tag{2}$$

где m_r – приведенная масса носителей, m_h – эффективная масса носителей в валентной зоне, E_g – ширина запрещенной зоны, E_p – пондеромоторная энергия. Важно отметить, что модель MRE позволяет описывать запаздывание ударной ионизации по сравнению с полевой ионизацией, поскольку носители начинают участвовать в ударной ионизации только после того, как достигнут верхнего уровня в ходе актов однофотонного поглощения.

Естественным ограничением этой модели является конечное число уровней в зоне проводимости и наличие двух феноменологических параметров: скорости однофотонного поглощения и ударной ионизации. Кроме того, как правило, вторая

существенно выше первой, из-за чего не происходит накопления носителей на верхнем уровне [4-5]. Однако, при переходе в средний инфракрасный диапазон существенным образом возрастает скорость однофотонного поглощения, которая пропорциональна λ или λ^3 (в зависимости от диапазона длин волн и частоты столкновений носителей) [6], в то время как скорость ударной ионизации остается практически неизменной (зависит от структуры материала и энергии носителей) [7]. В результате условие малости населенности верхнего уровня зоны проводимости не выполняется, и требуется ввести в рассмотрение дополнительные уровни энергии выше критического уровня.

Предлагаемый подход

В данной работе предлагается усовершенствование модели MRE, которое заключается в двух аспектах. Во-первых, учитывается зависимость скорости однофотонного поглощения от энергии электронов ε_i [6]:

$$\alpha_{1ph}\left(\varepsilon_i, I\right) = \frac{E_p(I)}{\hbar\omega} \cdot \frac{\nu_c\left(\varepsilon_i\right)}{1+\left(\nu_c\left(\varepsilon_i\right)/\omega\right)^2}, \nu_c\left(\varepsilon_i\right) = \nu_{ee}\left(\varepsilon_i\right) + \nu_{en}\left(\varepsilon_i\right) \tag{3}$$

Во-вторых, для вычислительно более простого учета уровней энергии выше критического уровня, вводится усредненный уровень с плавающей энергией ε_a, который характеризуется населенностью этого уровня ρ_a и плотностью энергии носителей u_a, находящихся на нем. Заполнение усредненного уровня происходит в результате однофотонного поглощения носителями, находящимися на верхнем дискретном уровне ρ_N:

$$\begin{gathered}\left(\frac{\partial \rho_a}{\partial t}\right)_{1ph} = \alpha_{1ph}\left(\varepsilon_a, I\right)\rho_N, \\ \left(\frac{\partial u_a}{\partial t}\right)_{1ph} = \alpha_{1ph}\left(\varepsilon_a, I\right)\left(\rho_N\left(N+1\right)+\rho_a\right)\hbar\omega\end{gathered} \tag{4}$$

Ударная ионизация происходит только с усредненного уровня, при этом скорость этого процесса описывается формулой Келдыша [7], в которой параметр P может быть рассчитан [8] и составляет 0,115 фс$^{-1}$ для кремния в среднем инфракрасном диапазоне:

$$\alpha_{imp}\left(\varepsilon_a\right) = P \cdot \left(\frac{\varepsilon_a}{\varepsilon_{cr}} - 1\right)^2, \varepsilon_a \geq \varepsilon_{cr} \tag{5}$$

В последнее время новый импульс для исследований получила тематика объемной микромодификации структуры узкозонного полупроводника [9-13], что во многом связано с разработкой новых источников перестраиваемого фемтосекундного лазерного изучения ближнего и среднего инфракрасного диапазонов [14]. В данной работе проведено сравнение модели MRE и ее усовершенствования, предложенного нами, в применении к расчету динамики заполнения зоны проводимости в кремнии под действием 200-фс лазерного излучения с длиной волны от 1.25 до 4.5 мкм. Феноменологические параметры модели MRE подбирались таким образом, чтобы получить согласие двух моделей при низких флюенсах лазерного излучения, т.е. в таком режиме, когда возбуждение среды мало, и модели должны демонстрировать одинаковые результаты.

Поглощение лазерного излучения в предлагаемой модели обусловлено как полевой ионизацией, так и однофотонным поглощением в зоне проводимости. Скорость поглощения лазерного излучения W_{abs} и плотность поглощенной энергии *DED* могут быть рассчитаны следующим образом:

$$W_{abs}(t) = K_{FI}\hbar\omega\left(\frac{\partial\rho}{\partial t}\right)_{FI} + \hbar\omega\left(\frac{\partial\rho}{\partial t}\right)_{1ph},$$
$$DED = \int_{-\infty}^{\infty} W_{abs}(t)\,dt \qquad (6)$$

Критерием для фиксации объемной модификации структуры являлось достижение плотностью поглощенной энергии порога плавления кристаллической решетки, который составляет для кремния 4.2 кДж/см^3.

Результаты численного моделирования

Усовершенствованная модель демонстрирует достижение порога плавления кристаллической решетки кремния при флюенсе лазерного излучения 0.05 Дж/см2. Однако значимые отличия (больше 10%) в объемной плотности поглощенной энергии, в рамках сравниваемых моделей, наблюдаются уже при флюенсах лазерного излучения порядка 0.02 – 0.03 Дж/см2. При этом чем больше длина волны, тем ниже максимальное значение флюенса, при котором модели еще согласуются друг с другом. Следовательно, переход в средний инфракрасный диапазон требует применения усовершенствованного подхода к моделированию динамики носителей.

Причина отклонения в результатах моделей состоит в частичном заполнении верхнего дискретного уровня энергии в модели MRE, что требует учета дальнейшего нагрева носителей. Напротив, в усовершенствованной модели электроны переходят на усредненный уровень, расположенный выше всех дискретных уровней, и, таким образом, дополнительно разогреваются лазерным полем. Это наглядно демонстрируется на Рис. 1. Действительно, при флюенсе 0.04 Дж/см^2 (флюенс, при котором различия в объемной плотности поглощенной энергии больше 10%) в модели MRE населенность верхнего дискретного уровня достигает 30% от общей населенности зоны проводимости, но при флюенсе 0.005 Дж/см^2 (флюенс, при котором различия в в объемной плотности поглощенной энергии меньше 10%) эта доля составляет лишь 2%, и модель MRE остается применимой.

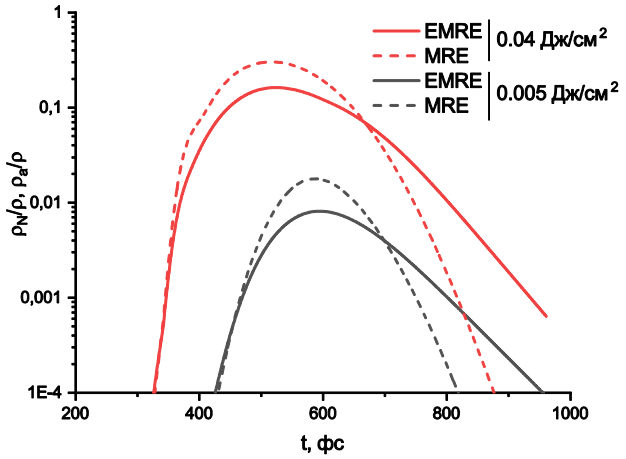


Рис. 1. Отношение населенности верхнего дискретного уровня (в модели MRE), усредненного уровня (в усовершенствованной модели) и суммарной населенности зоны проводимости. Длина волны лазерного излучения 4 мкм.

Заключение

В данной работе предложено усовершенствование модели динамики свободных носителей под действием лазерного излучения ближнего и среднего инфракрасного излучения. Вводится учет зависимости скорости однофотонного поглощения в зоне

проводимости от энергии носителей, а также усредненный уровень выше критического, с которого начинается ударная ионизация. Предложенное усовершенствование разрешает более интенсивный нагрев носителей до энергий выше критической. На примере кремния была показана возможность создания микромодификации в объеме кристалла под действием фемтосекундного лазерного излучения среднего инфракрасного диапазона.

Благодарности

Работы выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 19-29-12030). К.В. Львов является стипендиатом Фонда развития теоретической физики и математики «Базис».

ЛИТЕРАТУРА

1. B. Rethfeld // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 92. P. 187401.
2. B. Rethfeld // Phys. Rev. B. 2006. V. 73. P. 035101.
3. A. Kaiser et al. // Phys. Rev. B. 2000. V. 61. No. 11. P. 437.
4. A. Ramer, O. Osmani, B. Rethfeld // J. Appl. Phys. 2014. V. 116. P. 053508.
5. B.H. Christensen, P. Balling // Phys. Rev. B. 2009. V. 79. P. 155424.
6. P. Balling, J. Schou // Rep. Prog. Phys. 2013. V. 76. P. 036502.
7. L.V. Keldysh // JETP. 1960. V. 10. P. 509.
8. E. Antoncik, P.T. Landsberg // Proc. Phys. Soc. 1963. V. 82. P. 337.
9. E.I. Mareev et al. // Laser Phys. Lett. 2020. V. 17. P.015402.
10. M. Mori et al. // Phys. Status Solidi A. 2015. V. 212. P. 715.
11. M. Chanal et al. // Nat. Commun. 2017. V. 8. P. 773.
12. A. Wang, A. Das, D. Grojo // Phys. Rev. Research. 2020. V. 2. P. 033023.
13. M. Chambonneau et al. // Laser Photonics Rev. 2021. V. 15. No. 11. P. 2100140.
14. E. Migal et al. // Opt. Lett. 2019. V. 44. P. 2550-2553.

Электромагнитные волны в топологическом диэлектрике п присутствии постоянного магнитного поля

А.И. Маймистов
Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва
aimaimistov@gmail.com

Использование новых материалов является одной из причин наблюдаемого в последнее время прогресса в фотонике. Какие-то материалы имеют естественное происхождение, а какие-то – искусственно созданные. Примерами последних служат отрицательно преломляющие метаматериалы, гиперболические среды, фотонные кристаллы. Недавно стали привлекать внимание среды, которые ведут себя как диэлектрики способные проводить ток, причем течет ток только по их поверхности. Особенностью этого поверхностного тока является то, что его направление перпендикулярно направлению вектора электрического поля, притом, что нормаль к границе, вектор электрического поля и вектор плотности поверхностного тока образуют правую тройку взаимно ортогональных векторов. Аналогичная картина имеет место в эффекте Холла, но в роли магнитного поля в обсуждаемых средах выступает другая векторная величина, обусловленная топологическими свойствами волновой функции электронов, отражающими эффект спин-орбитального взаимодействия. Сами среды получили название топологических изоляторов (ТИ) [1-3]. Другим характерным свойством топологических изоляторов является магнитоэлектрический эффект – как электрическая индукция, так и магнитная индукция представляются линейной комбинацией векторов электрического и магнитного поля. В отличии от обычных магнитоэлектрических сред магнитоэлектрическая восприимчивость в ТИ является скалярной величиной.

В настоящей работе рассмотрено поведение электромагнитной волны в ТИ при условии, что ТИ помещен в постоянное магнитное поле, величина которого столь велика, что влиянием собственного магнитного поля волны можно пренебречь. Для определения поляризации среды использована модель Друде-Лоренца, обобщенная на случай ТИ [4].

$$m\left[1+\frac{e}{c}(\vec{\Omega}\cdot\vec{B})\right]\frac{d\vec{v}}{dt}+m\gamma\vec{v}=e\vec{E}+\frac{e}{c}\vec{v}\times\vec{B}+\frac{e^2}{c}(\vec{E}\cdot\vec{B})\vec{\Omega}\,. \qquad (1)$$

Здесь $\vec{E}$ и $\vec{B}$ есть напряженности внешнего электрического и магнитного полей, скорость $\vec{v}$ определена стандартно через кинетическую энергию электрона в разрешенной зоне. При наличии топологических свойств среды возникает поправка к скорости, которая определена вектором кривизны Берри $\vec{\Omega}$ [1,5,6], которым описываются топологические свойства среды. Надо еще заметить, что топология проявляется в перенормировке эффективной массы (коэффициент, стоящий перед ускорением в правой части (1)).

В поперечном поле последнее слагаемое в (1) исчезает, и все поправки топологической природы к поляризации среды, как линейные, так и нелинейные, определяются зависимостью эффективной массы от напряженности магнитного поля волны. В общем случае вектор кривизны Берри $\vec{\Omega}$ зависит от квазиимпульса. В некоторых точках зоны Бриллюэна эта зависимость значительная, что приводит к дополнительной оптической нелинейности [7,8]. Далее для упрощения задачи будет предполагаться, что $\vec{\Omega}$ – постоянный вектор.

Пусть полное магнитное поле $\vec{B}$ складывается из внешнего постоянного поля $\vec{B}_0$ и магнитного поля волны, напряженность которого много меньше напряженности внешнего магнитного поля. В этом случае (1) становится линейным уравнение и исследование отклика топологической среды на электромагнитное поле становится простой задачей. Второе слагаемое в правой части (1), как известно, приводит к нелинейному отклику среды на электромагнитное поле, но если ограничиться случаем слабого магнитного поля волны по сравнению с внешним постоянным полем, то из (1) в линейном по напряженности электрического поля приближении можно получить выражение для поляризации среды.

Общее выражение для фурье-компоненты вектора электрической индукции $\vec{D}(\omega)$ имеет громоздкий вид. Если рассмотреть случай, когда электромагнитная волна распространяется вдоль направления внешнего постоянного магнитного поля, для $\vec{D}(\omega)$ можно записать следующее выражение

$$\vec{D}(\omega) = \varepsilon_p(\omega)\vec{E}(\omega) - i\vec{g}(\omega)\times\vec{E}(\omega) - \tilde{\chi}_1(\omega)\frac{\omega_c^2 f^2}{\omega^2}(\vec{E}\cdot\vec{n})\vec{n} +$$
$$+\frac{eB_0}{c}\tilde{\chi}_1(\omega)\left[\vec{\Omega} - \frac{\omega_c^2 f^2}{\omega^2}(\vec{\Omega}\cdot\vec{n})\vec{n} - i\frac{\omega_c f}{\omega}(\vec{n}\times\vec{\Omega})\right](\vec{E}\cdot\vec{n}). \qquad (2)$$

Здесь ε_p – диэлектрическая проницаемость среды, учитывающая перенормировку эффективной массы, ω_p и ω_c – плазменная и циклотронная частота, эффекты гиротропии и двойного лучепреломление учитываются векторами

$$\vec{g}(\omega) = \frac{\omega_p^2\omega_c f^2}{\omega(\omega^2 - \omega_c^2 f^2)}\vec{n}, \quad 4\pi\tilde{\chi}_1(\omega) = -\frac{\omega_p^2 f}{(\omega^2 - f^2\omega_c^2)}, \quad f^{-1} = \left[1 + \frac{e}{c}(\vec{\Omega}\cdot\vec{B})\right].$$

Последнее слагаемое в (2) описывает эффекты, которые обусловлены внешним магнитным полем и топологическими свойствами среды.

Таким образом, присутствие постоянного магнитного поля приводит, как обычно, к появлению гиротропии среды. Топологические свойства среды влекут перенормировки плазменной и циклотронной частот и постоянной Верде. Магнитное поле приводит к появлению двойного лучепреломления, при котором оказываются связанными все три компоненты электрического поля электромагнитной волны. Величина анизотропии определяется взаимной ориентацией вектора внешнего магнитного поля и вектора кривизны Берри. Это означает возможность управления вкладом топологических свойств в электромагнитный отклик среды.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Z. Hasan, C. L. Kane // Rev. Mod. Phys. 2010. V. 82. № 4. P. 3045
2. J.E. Moore // Nature. 2010. V. 464. (11 March) P. 194.
3. M. Z. Hasan, J.E. Moore // Annual Review of Condensed Matter Physics 2011. V. 2. P. 55.
4. А.И. Маймистов, Е. И. Ляшко // Оптика и спектр. 2019. Т. 127. № 11. С. 804.
5. D. Xiao, M.-Ch. Chang, Q. Niu // Rev. Mod. Phys. 2010. V. 82. P. 1959.
6. N. Nagaosa, J. Sinova, Sh. Onoda, A.H. MacDonald, N.P. Ong // Rev. Mod. Phys. 2010. V. 82. P. 1539.
7. А.И. Маймистов // Оптика и спектр. 2021. Т. 129. № 1. С. 83.
8. А.И. Маймистов // Известия РАН, сер. физ. 2021. Т. 85. №12. С. 1779.

Электрооптическое преобразование радиочастотного сигнала с подавлением обратного флуктуационного влияния

А.И. Назмиев[1], С.П. Вятчанин[1,2], А.Б. Мацко[3]

[1]*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, 119991, Ленинские горы, Москва, Россия*

[2]*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Центр квантовых технологий, 119991, Ленинские горы, Москва, Россия*

[3]*Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, 4800 Oak Grove Drive, Pasadena, California 91109-8099, USA*

nazmiev.ai15@physics.msu.ru

Электрооптические преобразователи являются эффективными инструментами для измерения радиочастотных сигналов. Микрорезонаторы обладают высокой добротностью и малыми размерами, которые отвечают за эффективность нелинейных процессов преобразования. Кроме того они имеют возможность работы при комнатной температуре.

Процесс преобразования основан на линейном электрооптическом эффекте. Благодаря зависимости показателя преломления от амплитуды радиочастотного сигнала происходит генерация оптических гармоник в микрорезонаторе. Таким образом фотон радиочастотного сигнала с частотой ω_{RF} генерирует один или несколько оптических фотонов с частотой ω_0, что повышает мощность сигнала в ω_0/ω_{RF} раз. При этом чувствительность такого измерения ограничена дробовым шумом радиочастотного сигнала и обратным флуктуационным влиянием, вызванным параметрическим усилением сигнала.

В данной работе предложена схема электрооптического преобразователя для измерения радиочастотного сигнала с подавлением обратного флуктуационного влияния. Рассмотрено применение этого преобразователя для измерения тепловых флуктуаций в качестве сигнала и влияние потерь на чувствительность измерения.

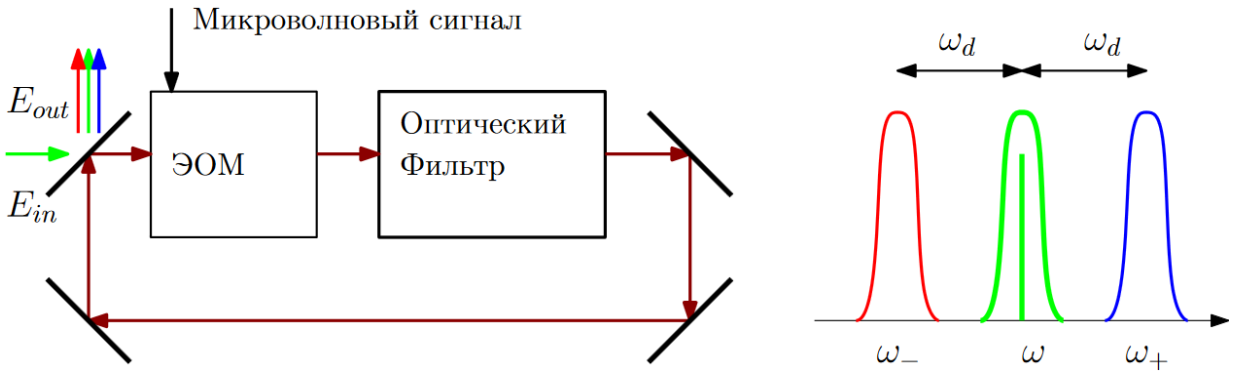


Рис. 1. Схема электрооптического преобразователя. Электрооптический модулятор (ЭОМ) является микроволновым резонатором. Оптический фильтр выделяет в оптическом резонаторе три моды на частотах $\omega_-, \omega, \omega_+$, разность между соседними частотами равна частоте микроволнового сигнала ω_d. Накачка происходит на частоте ω.

Показано, что, в отличие от двухмодовых схем, режим с накачкой оптического резонатора на центральной частоте является устойчивым. Благодаря электрооптическому взаимодействию между центральной и боковыми модами, происходит преобразование радиочастотного сигнала в оптический сигнал на боковых частотах.

Наличие в данной схеме двух выходов, сильно разнесенных по частоте, позволяет независимо измерять сигнал отдельно на одной боковой частоте и на другой с помощью двух гомодинных детекторов. При этом квадратура одного поля несет только дробовой шум, а квадратура другого поля обладает и сигналом и шумом. Наличие корреляций между этими квадратурами позволяет выбрать линейную комбинацию, измерение которой полностью подавляет обратное флуктуационное влияние в широкой полосе частот.

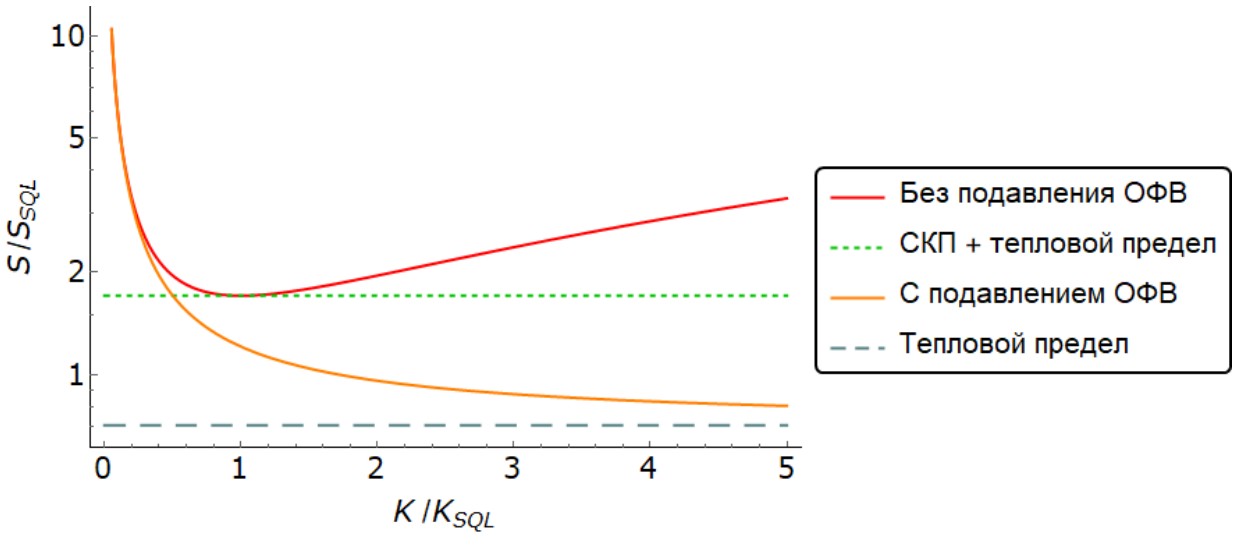


Рис. 2. Зависимость спектральной плотности мощности шумов (нормированной на стандартный квантовый предел) от мощности накачки.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 19-29-11003. Назмиев А. И. является стипендиатом Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (договор № 21-2-10-47-1).

ЛИТЕРАТУРА

1. D. V. Strekalov et al. // J. Opt., 18:123002, 2016.
2. J. Capmany , D. Novak // Nature Photonics, 1:319-330 (2007).
3. A. B. Matsko, D. V. Strekalov, N. Yu // Phys. Rev. A., 77:043812, 2008.

Волноводные переключаемые каналы в электрически управляемых жидкокристаллических элементах

Е.П. Пантелеева, О.С. Кабанова, Е.А. Мельникова
Белорусский государственный университет
pantsialeyevakate@gmail.com

Электрооптические эффекты, проявляемые в процессе переориентации директора ЖК-молекул под действием внешних электрических полей (переход Фредерикса), приводящие к изменению величины оптической анизотропии НЖК-материала, и возможность реализации микроструктурированной (пространственное разрешение порядка 1 мкм) топологии ориентации директора ЖК на основе современных светочувствительных сред позволяют контролировать оптические параметры жидкого кристалла и реализовать управляемый волноводный режим распространения света [1, 2].

В данной работе предложена новая топология электрического управления волноводным ЖК элементом, обеспечивающая возможность независимого внешнего электрического контроля (включения/выключения) волноводных каналов в планарно ориентированном слое нематического ЖК.

Структурная схема электрически контролируемого НЖК элемента представлена на рисунке 1. Планарная жидкокристаллическая ячейка состоит из двух стеклянных подложек и слоя НЖК, толщина которого задавалась оптоволоконными спейсерами и составила d = 15 мкм. Верхняя подложка содержит прозрачный сплошной электропроводящий слой. На нижнюю подложку методом лазерной литографии были нанесены две системы текстурированных электродов с возможностью независимой подачи напряжения. Показатели преломления, использованного в работе НЖК, на длине волны λ = 632,8 нм составляют n_e = 1,687 n_o = 1,531 для необыкновенной и для обыкновенной световых волн, соответственно. Начальная планарная ориентация НЖК задавалась методом фотостимулированного натирания фотополимерных слоев [3] вдоль направления текстурированных систем электродов ячейки.

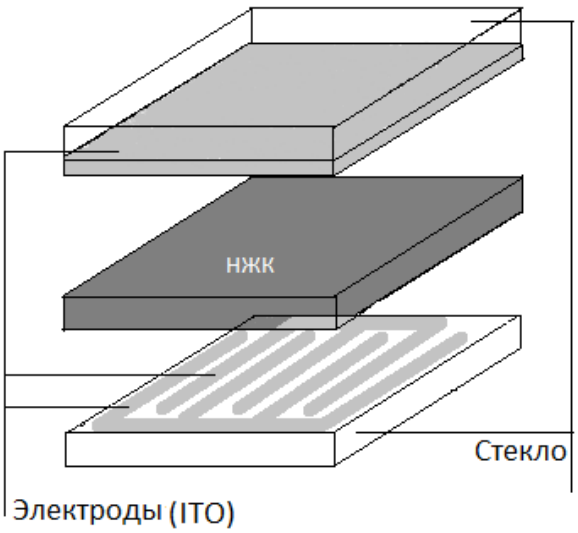


Рис. 1. Принципиальная схема ЖК ячейки с системами встречных текстурированных электродов.

При превышении порогового значения напряжения (U_t >>1,1 В) начальная планарная ориентация директора в области электродов меняется на гомеотропную

(переход Фредерикса) [4]. В результате показатель преломления для вертикальной поляризационной моды в этой области увеличивается и создаются условия полного внутреннего отражения (ПВО) [5], что обеспечивает условия возбуждения волноводного режима распространения электромагнитного излучения. На рисунке 2 представлены результаты исследований возможности управления волноводными каналами в ЖК структуре при различных режимах внешнего электрического управления. Как видно из поляризационных микрофотографий рисунка 2, при подаче на ячейку управляющего напряжения, превышающее пороговое значение, в плоскости НЖК формируются области микронных размеров (домены) с разными показателями преломления для необыкновенной световой волны (рисунок 2).

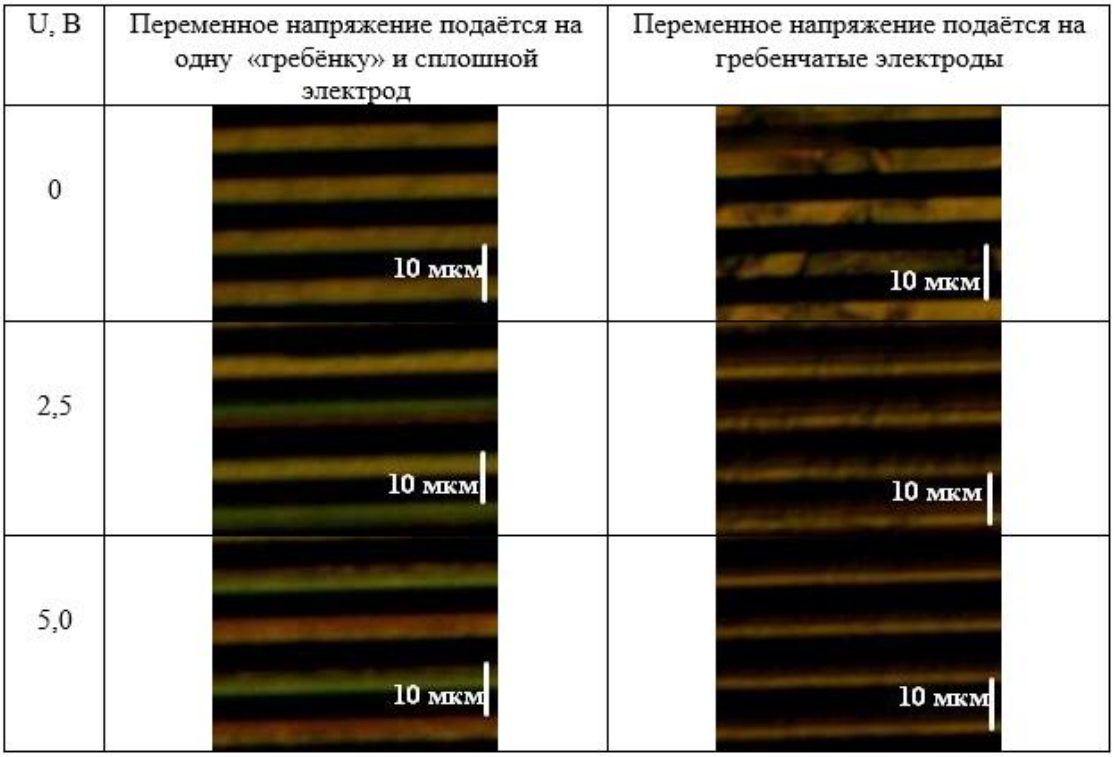


Рис. 2. Поляризационные микрофотографии ЖК элемента при различных значениях управляющего электрического напряжения.

В работе проведено экспериментальное исследование условий возбуждения волноводного режима распространения света в разработанном ЖК элементе. Линейно поляризованное лазерное излучение (λ = 632,8 нм) вводилось в торец ЖК ячейки. Апертура волноводов была согласована с размером пятна перетяжки лазерного излучения.

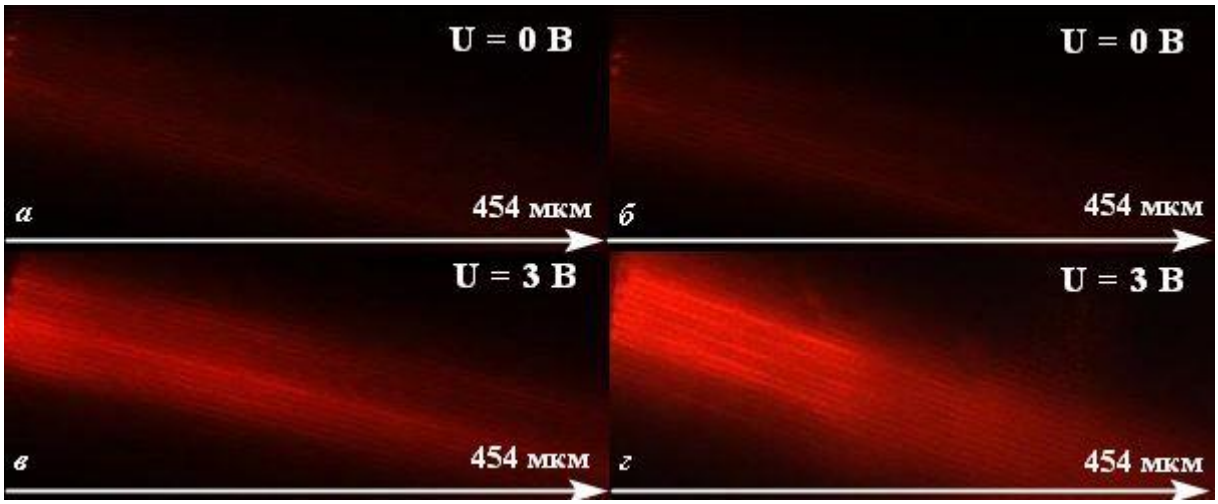


Рис. 3. Микрофотографии распространения лазерного излучения λ = 632,8 нм (вертикальная поляризация) в электрически управляемой волноводной ЖК ячейке с текстурированными системами электродов при разных значениях и схемах подачи напряжения: *а, в* – подача напряжения на одну «гребёнку» и сплошной электрод; *б, г* – подача напряжения на две «гребёнки».

В соответствии с рис. 2 и рис. 3, *а, б,* при условии отсутствия внешнего электрического поля входящий в планарно ориентированный НЖК слой световой пучок распространяется в плоскости ячейки, испытывая дифракционное расплывание. При подаче внешнего управляющего напряжения, превышающего пороговое значение ($U>U_t$), на одну из систем «гребни» и электрод верхней подложки увеличивается угол отклонения директора от планарной ориентации и формируются волноводные каналы. В результате включается режим волноводного распространения излучения (рис. 2 и рис. 3, *в*). При одновременной подаче напряжения на обе системы текстурированных электродов нижней подложки происходит возбуждение системы волноводных каналов с увеличенным периодом по отношению к первой топологии распространения (рис. 2 и рис. 3, *г*).

Таким образом, предложенный ЖК элемент с двумя независимо управляемыми системами индуцированных волноводов позволяет изменять топологию наведённых волноводных каналов и контролировать параметр связи между электрически индуцированными волноводными каналами, что может найти прикладное развитие в разработке волноводных переключаемых ЖК элементов.

ЛИТЕРАТУРА

1. K.A. Brzdąkiewicz et al. // Opto-Electronics Rev. 2005. V. 13, No 2. P. 107–112.
2. О.С. Кабанова // Письма в Журнал технической физики. 2014. Т.40, No 14. С.30–35.
3. A. Muravsky et al. // SID Sympos. Dig. Tech. Pap. 2010. V. 41. P. 1727.
4. Л.М. Блинов “ Электро- и магнитооптика жидких кристаллов” М.: Наука, 1978.
5. II.Rushnova et al. // Applied Optics. 2020. V. 59. P. 10695-10699.

Когерентность излучения мощных лазерных диодов и их спектрально-пространственные характеристики

А.Г. Ржанов
Физический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова
rjanov@mail.ru

В последние годы проводятся исследования по изучению формирования излучения мощных лазерных диодов (МЛД) с широким контактом и квантовой ямой (КЯ) [1] при их постепенной деградации с течением времени [2-6]. В результате этих исследований было установлено, что определить степень наработки ресурса МЛД и необходимость его замены в рабочих установках можно по спектру и поляризации его излучения на конкретном этапе работы устройства [2, 7]. Спектр излучения МЛД тесно связан с пространственной структурой излучения на зеркале прибора и когерентными свойствами этого излучения. Эти параметры изменяются со временем в процессе деградации МЛД.

В данной работе мы обсуждаем связь между когерентностью излучения МЛД, его спектральными характеристиками и пространственным распределением поля на зеркале прибора с привлечением экспериментальных и расчётных оценок. Кроме того, целью исследования является установление соответствия между когерентностью и нелинейными характеристиками активной лазерной среды, а именно с коэффициентом нелинейной рефракции активного слоя МЛД.

Следует отметить, что прямого соответствия между огибающей спектра излучения, которую обычно измеряют в работах по спектрометрии лазеров, и длиной когерентности излучения МЛД не существует. Это говорит о том, что конвенциальная теория когерентности, описывающая связь между временем (продольной длиной) когерентности излучения, в случае лазерных диодов должна применяться с определёнными оговорками. Наиболее распространённые сейчас МЛД с КЯ и расширенным волноводом имеют ширину частотного спектра излучения около $\Delta\lambda_{кя}$=6 нм [8], соответствующую ширине электронного уровня (подзоны) примерно $\Delta E_{кя}=8.3\cdot10^{-3}$ эВ для КЯ толщиной $d_{кя}$=12 нм и глубиной ΔEc=0.129 эВ. Одна из возможных энергетических структур КЯ МЛД показана на рис. 1 [1]. Если считать, что вынужденное излучение происходит с уровня, имеющего энергетическую ширину $\Delta E_{кя}=8.3\cdot10^{-3}$ эВ, то согласно теории длина когерентности должна быть равна $L_{ког}$=155 мкм, что отличается от экспериментальных данных более чем на 2 порядка: эксперимент показывает величину длины когерентности лазерных диодов на уровне около $L_{ког}$=1-5 см [9,10]. Таким образом, когерентность излучения МЛД надо рассматривать как среднюю величину для разных компонентов, составляющих частотный спектр лазера, которые должны иметь естественную ширину линии:

$$\Delta\lambda_{ког} = \frac{\lambda_0^2}{L_{ког}} \ , \qquad (1)$$

где λ_0 есть средняя длина волны излучения МЛД в вакууме. Мы используем в расчётах величину λ_0=964 нм [1, 8]. Выражение (1) даёт значение $\Delta\lambda_{ког}=3.5\cdot10^{-2}$ нм ($\Delta E_{ког}=4.6\cdot10^{-5}$ эВ, $L_{ког}$=2.7 см). Таким образом, можно формально рассматривать спектр МЛД в виде набора из $N_{ист}=\Delta\lambda_{кя}/\Delta\lambda_{ког}$ квазикогерентных источников. Эта величина в конкретном МЛД должна быть связана с квантовыми характеристиками рабочей подзоны КЯ (рис. 1). Количество когерентных излучателей, приходящихся на единичный спектральный интервал, можно связать с понятием плотности электронных состояний в рабочих подзонах КЯ. Следует отметить, что ширина спектральной линии

резонатора Фабри-Перо (коэффициенты отражения зеркал 98% и 2%) оказывается близкой к приведённой выше полосе когерентности, а именно $\Delta\lambda_{ког}$=8.4·10^{-2} нм.

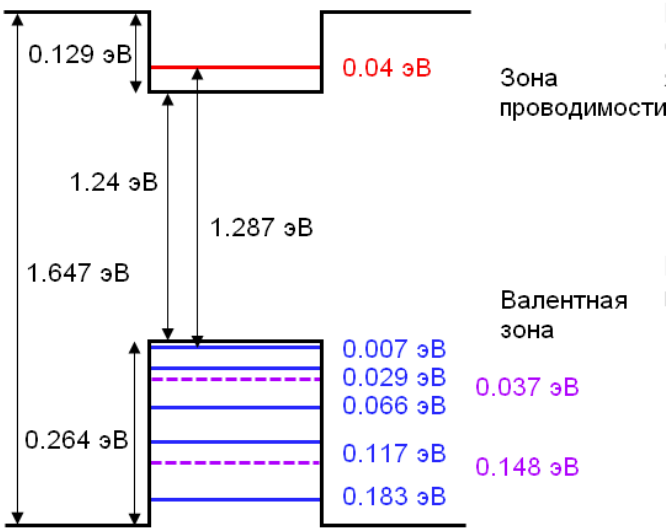


Рис. 1. Уровни энергии (подзоны) в квантовой яме МЛД $In_{0.26}Ga_{0.74}As_{0.47}P_{0.53}$ /$In_{0.14}Ga_{0.86}As$ толщиной 12 нм. Синие линии – тяжёлые дырки, лиловые – лёгкие дырки [1].

Рассмотрим плотность состояний подробнее. Для простоты ограничимся рассмотрением зоны проводимости. Обычно вводится понятие “эффективная плотность состояний”, которое применимо в тех случаях, когда считается, что энергия уровня Ферми стремится быть равной энергии дна зоны проводимости. В нашем случае, как видно из рис. 1, это условие можно применять для электронной подзоны, считая, что E-E_c=0.04 эВ.

В объёмных полупроводниках плотность состояний рассчитывается по известной модели параболической зоны в зависимости от превышения электронами энергии дна зоны проводимости E_c:

$$\rho(E) = \frac{V(2m_n^*)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3}(E - E_c)^{1/2}, \qquad (2)$$

где V - объём полупроводника, m_n^* - эффективная масса электрона в данном материале.

Так как в КЯ плотность состояний одинакова в пределах подзоны, то её можно рассчитать по формуле (2), подставив минимальное значение энергии в подзоне E-E_c=0.04 эВ (см. рис. 1). Подстановка остальных значений, m_n^*=0.061m_0 для $In_{0.14}Ga_{0.86}As$ [11] , m_0 =9,1·10^{-31} кг - масса электрона, V=2.4·10^3 мкм^3 . Объём V слоя КЯ рассчитывается из следующих величин: длина резонатора L=2 мм, ширина активной области W=100 мкм, толщина $d_{кя}$=12 нм. В результате получается величина плотности состояний в конкретном МЛД: $\rho = 1.28\cdot10^{12}$ $эВ^{-1}$, что соответствует среднему интервалу между квантовыми составляющими электронного спектра $\Delta E_{кв}$=7.8·10^{-13} эВ. Сравнение этой величины с шириной энергетического спектра элементарного когерентного источника $\Delta E_{ког}$=4.6·10^{-5} эВ показывает, что ни толщина КЯ $d_{кя}$, ни её объём V, не могут влиять на длину когерентности МЛД. Ширина линии отдельных квазикогерентных источников оказывается на 8 порядков больше, чем расстояние между уровнями, наполняющими энергетический спектр КЯ. Поэтому можно сделать вывод, что когерентность излучения лазерных диодов определяется энергетическим спектром отдельных атомов (или их композиций), составляющих полупроводниковый кристалл и, вероятнее всего, наличием дефектов и напряжений в области КЯ. Кроме того, возможен переход к рассмотрению КЯ как *2D* структуры.

Следующий логический шаг рассмотрения когерентности излучения МЛД состоит в том, что мы будем считать физическим объектом, определяющим когерентность лазерного диода, не идеальный кристалл, будь то объёмный или с квантово-размерными эффектами, а другую структуру, в пределах которой длина когерентности определяется другими свойствами кристалла. В процессе деградации свойства кристалла меняются, что приводит к изменению длины когерентности излучения МЛД. В качестве характерного размера внутреннего качества кристалла можно ввести среднее расстояние между дефектами. Логично предположить, что критическим моментом перехода от идеальной структуры к неупорядоченной можно считать тот случай, когда размер *V*, который выше мы рассматривали как объём лазерной активной области, уменьшится на 8-9 порядков, что приведёт к такому уменьшению плотности состояний, что перекрытие надвалентных (возбуждённых) уровней атомов станет небольшим в пределах рабочей подзоны. Это будет соответствовать примерным размерам концентрации дислокаций $12x10x20=2.4\cdot10^3$ нм^3., содержащих примерно 13-15 тысяч атомов. Такие размеры когерентного кластера сопоставимы с характерными размерами квантовых точек, при которых начинают проявляться свойства, схожие с атомарными.

В то же время всевозможные попытки моделирования МЛД с применением традиционных методов [12-14], основывающихся на использовании когерентных подходов, оказываются малоэффективными, так как не могут описать одновременно весь лазерный резонатор. В пределах широкой области генерации МЛД в силу ограниченной величины длины пространственной когерентности и нелинейных свойств полупроводникового материала обязательно присутствует несколько когерентных, но несвязанных по фазе между собой каналов генерации.

В конечном счёте наблюдаемое при деградации МЛД уменьшение длины когерентности излучения означает расширение эффективной ширины когерентных уровней в кристалле, что напрямую связано с реформацией энергетической структуры полупроводника в результате постепенного деградационного процесса.

ЛИТЕРАТУРА

1. И.С. Тарасов // Квантовая электроника. 2010. Т. 40. № 8. С. 661.
2. В.В. Близнюк и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 2. С. 255.
3. В.В. Близнюк и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 2. С. 225.
4. В.Г. Сидоров, Н. М. Шмидт // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2013. № 2 (170). С.71.
5. А.С. Гаркавенко и др. // НАУКА и ТЕХНИКА. 2020. Т. 19. № 4. С.311.
6. В.В. Близнюк и др. // Ученые записки физического факультета Московского Университета. 2018. № 6. С. 1860501–1.
7. В.В. Близнюк и др. // Ученые записки физического факультета Московского Университета. 2016. № 5. С. 165303–1.
8. O.I. Koval et. al. // Physics of Wave Phenomena. 2013. V. 21, No. 4. P. 287.
9. С.П. Воробьев. //[Эл. ресурс]. 2018. http://www.holography.ru/files/holmich.htm#top.
10. А.А. Адамов, М.С. Баранов, В.Н. Храмов // Научно-технический вестник ИТМО. 2018. Т. 18. № 3. С. 356.
11. Д.С. Пономарев и др. // Физика и техника полупроводников. 2012. Т. 46. № 4. С. 500.
12. А.Г. Ржанов // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 1. С. 6.
13. A.G. Rzhanov // EPJ Web of Conferences. 2019. V. 220, P. 02013-1.
14. А.Г. Ржанов // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 11. С. 1508.

Электрическая площадь импульса и униполярный свет

Н.Н. Розанов[1], Р.М. Архипов[2], М.В. Архипов[2]
[1]Физико-технический институт имени А.Ф.Иоффе, 194021 Санкт-Петербург, Россия
[2]Санкт-Петербургский государственный университет, 199034 Санкт-Петербург, Россия
nnrosanov@mail.ru

Работы по сокращению длительности лазерных импульсов активно ведутся с момента появления первых лазеров [1]. Важность данного направления исследований была подтверждена присуждением Нобелевской премии по физике в 2018 году [2]. На сегодняшний день удалось получить импульсы с длительности порядка периода колебаний световой волны в разных диапазонах спектра от терагерцового до видимого и ближнего УФ. Сократить длительности мало- и одноцикловых импульсов можно, если перейти к генерации субцикловых и униполярных импульсов излучения, у которых имеется значительный одиночный всплеск напряженности электрического поля и электрическая площадь которых $\mathbf{S}_E$, определяемая, как интеграл от напряженности электрического поля по времени в заданной точке пространства, отлична от нуля и имеет значительную величину:

$$\mathbf{S}_E(\mathbf{r}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}(\mathbf{r},t)\,dt\,. \tag{1}$$

Здесь $\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$ – электрическая напряженность поля в точке $\mathbf{r}$ в момент времени t.

По-видимому, первые исследования в этой области были выполнены Бессоновым [3]. «Обычные» импульсы излучения, содержащие большое число осцилляций напряженности, являются биполярными и обладают практически нулевой электрической площадью. В данном докладе, построенном по материалам оригинальных работ и обзоров авторов [4, 5] (см. также монографию [6]), рассматриваются основные свойства квазиуниполярных импульсов, особенности их взаимодействия с микрообъектами и резонансными средами, методы получения и возможные применения.

Отметим, прежде всего, что для локализованных пакетов электромагнитного излучения из уравнений электродинамики сплошных сред Максвелла строго следует соотношение

$$\mathrm{rot}\,\mathbf{S}_E = 0\,. \tag{2}$$

Это означает, что векторное поле электрической площади является безвихревым (потенциальным). Для одномерной геометрии (случай плоских волн, распространяющихся вдоль оси z) (2) превращается в правило сохранения электрической площади

$$\frac{d\mathbf{S}_E}{dz} = 0\,. \tag{3}$$

Понятие электрической площади и соотношения (2) и (3) оказываются важными в задачах распространения и взаимодействия с микрообъектами и веществом предельно коротких импульсов [4-6]. В частности, (2) демонстрирует невозможность обнаружения оптического эффекта Ааронова-Бома в напрашивающейся интерферометрической схеме с униполярными импульсами излучения [7]. Из (3) следует, что, например, в линейной поглощающей среде убывание амплитуды униполярного импульса сопровождается пропорциональным увеличением его длительности.

Приводится обзор методов получения квазиуниполярных импульсов, основанных на излучении ускоренно движущихся зарядов или нелинейнооптических эффектах, включая генерацию диссипативных оптических солитонов. Хотя в обычных световодах, обладающих частотой отсечки, квазиуниполярные импульсы не распространяются на заметные расстояния, их транспортировка оказывается возможной в коаксиальных (с неодносвязным поперечным сечением) волноводах.

Рассмотрение взаимодействия предельно коротких импульсов с классическими и квантовыми микрообъектами (классический электрон, электрон со спином, атомы и молекулы) показывает, что результат взаимодействия определяется, главным образом, не энергией, а электрической площадью импульса. Отсюда следует, что, например, ускорение заряженных частиц или возбуждение квантовых объектов более эффективно при использовании именно квазиуниполярных импульсов. Это объясняется однонаправленностью их воздействия на заряды.

Применение униполярного субциклового излучения оказывается перспективным даже в таких областях как интерферометрия и голография, хотя прямая интерференция двух пакетов излучения столь короткой длительности, не содержащих многих циклов колебаний, и не даст интерференционную картину в виде чередующихся светлых и темных полос. Однако, применяя униполярные импульсы, можно заменить прямую интерференцию световых пучков на интерференцию импульса с когерентной волной поляризации в веществе [8-10]. Другой путь формирования интерференционной картины – это получение интерференции спектральных компонент двух сверхкоротких импульсов. Для этого нужно сформировать двумерную спектроинтерференционную картину на выходе спектрографа в установке, напоминающей классические схемы регистрации хода дисперсии Пучианти-Рождественского.

Исследование интерференции одномоментно не перекрывающихся в веществе субцикловых импульсов, ведущей к созданию решеток населенностей в резонансной среде с помощью субцикловых импульсов, выполнено при финансовой поддержке гранта РНФ (проект № 19-72-00012). Проблема получения униполярных импульсов света и их применение в оптике поддержана грантом РФФИ (проект № 20-32-70049). Исследование общих свойств электрической площади импульсов и их взаимодействия с микрообъектами поддержано грантом РФФИ (проект № 19-02-00312).

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Mourou // Rev. Mod. Phys. 2019. V. 91. No 3. P. 030501.(1)
2. Электронный ресурс: https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2018/summary/.
3. Е. Г. Бессонов // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. № 3. С. 852.(3)
4. Р. М. Архипов, М. В. Архипов, Н. Н. Розанов // Квантовая электроника. 2020. Т. 50. No 9. С. 801.
5. Н. Н. Розанов, Р. М. Архипов, М. В. Архипов // УФН. 2018. Т. 188. № 12. С. 1347.
6. Н. Н. Розанов. «Диссипативные оптические и родственные солитоны». М.: Физматлит, 2021.
7. М. В. Архипов, Р. М. Архипов, Н. Н. Розанов // Письма в ЖЭТФ. 2020. Т. 111. № 12. С. 794.
8. R. Arkhipov et al. // Scientific Reports. 2021. V. 11. Article number: 1961.
9. Р. М. Архипов, М. В. Архипов, Н. Н. Розанов // Письма в ЖЭТФ. 2020. Т. 111. № 9. С. 586.
10. Р. М. Архипов // Письма в ЖЭТФ. 2021. Т. 113. № 10 (в печати).

Оптико-терагерцовые солитоны с наклонными волновыми фронтами системы уравнений типа Захарова–Буссинеска

С.В. Сазонов[1], Н.В. Устинов[2]
[1]Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»
[2]Калининградский институт управления
sazonov.sergey@gmail.com

Большое внимание исследователей привлекают в настоящее время вопросы генерации терагерцового излучения. В первую очередь вызвано это наличием у терагерцового излучения многообещающих приложений в медицине, системах восстановления изображений, системах безопасности и других областях. Кроме того, процессы нелинейного взаимодействия терагерцового излучения с различными средами исследованы на сегодняшний день недостаточно полно.

Одним из наиболее эффективных методов генерации терагерцового излучения является метод, основанный на эффекте оптического выпрямления в квадратично-нелинейном кристалле. Эффективность генерации здесь будет наибольшей при выполнении условия синхронизма Захарова–Бенни $v_g = c / n_T$, где c – скорость света в вакууме, $v_g = c / \left(n_\omega + \omega \partial n_\omega / \partial \omega\right)$ – групповая скорость оптического импульса, соответствующая его несущей частоте ω, n_ω и n_T – показатели преломления кристалла на несущей частоте ω и в терагерцовом диапазоне частот соответственно. Другими словами, условие Захарова–Бенни заключается в том, что групповая скорость оптической (коротковолновой) компоненты должна быть равна фазовой скорости терагерцовой (длинноволновой) составляющей.

Как правило, в реальных средах удовлетворить условию Захарова–Бенни не удается. Поэтому в экспериментальных условиях используют лазерные импульсы с наклонными волновыми фронтами [1–4]. При этом условие Захарова–Бенни переходит в черенковское условие [5]

$$v_g \cos\theta = \frac{c}{n_T}, \tag{1}$$

где θ – угол между фазовыми и групповыми фронтами лазерного сигнала.

При теоретическом рассмотрении процесса генерации обычно предполагается, что интенсивность терагерцового сигнала значительно ниже интенсивности оптического импульса. По этой причине не учитывалось обратное воздействие генерируемого терагерцового сигнала на порождающий его оптический импульс. Однако в настоящее время относительная эффективность генерации по энергии достигает нескольких процентов. В этих условиях динамку оптического и терагерцового сигналов необходимо описывать самосогласованным образом. Генерация терагерцового излучения в рамках такого самосогласованного подхода рассматривалась в работах [6–8]. При этом к волновому уравнению для терагерцовой компоненты применялось приближение однонаправленного распространения [9].

Использование приближения однонаправленного распространения предполагает, что угол θ мал. Однако, для сред, у которых значение электро-оптического коэффициента, определяющего эффективность генерации терагерцового излучения, велико, угол θ в равенстве (1) оказывается большим [4]. Таким образом, отказ от приближения однонаправленного распространения позволяет исследовать среды, у которых угол θ уже не является малым. Процесс генерации без использования этого приближения был рассмотрен в [10]. Следуя предложенному в [10] подходу, мы

продолжаем исследование генерации терагерцового излучения в квадратично-нелинейных средах.

Пусть плоские фазовые волновые фронты лазерного импульса параллельны оптической оси x одноосного кристалла и распространяются перпендикулярно к ней вдоль оси z. Электрическое поле импульса лежит при этом в плоскости (x, z) необыкновенной волны, называемой плоскостью главного сечения. В этом случае плоскость поляризации импульса в кристалле не изменяется. Тогда, для медленно меняющейся комплексной огибающей ψ электрического поля оптического импульса с несущей частотой ω и терагерцовой компоненты E_T электрического поля получим следующую систему нелинейных уравнений [10]:

$$i\left(\frac{\partial\psi}{\partial z}+\frac{1}{v_g}\frac{\partial\psi}{\partial t}\right)=-\frac{\beta}{2}\frac{\partial^2\psi}{\partial t^2}+\alpha E_T\psi+\frac{c}{2n_\omega\omega}\Delta_\perp\psi\,, \tag{2}$$

$$\frac{\partial^2 E_T}{\partial z^2}-\frac{n_T^2}{c^2}\frac{\partial^2 E_T}{\partial t^2}=\frac{\partial^2}{\partial t^2}\left(\mu E_T^2+\sigma|\psi|^2\right)-\gamma\frac{\partial^4 E_T}{\partial t^4}-\Delta_\perp E_T\,, \tag{3}$$

где $\beta=\partial^2 k/\partial\omega^2$ – параметр дисперсии группового скорости (ДГС) оптической компоненты, $k=n_\omega\omega/c$, $\gamma=2\pi\left(\partial^2\chi_\omega/\partial\omega^2\right)_{\omega=0}/c^2$ – параметр дисперсии терагерцовой составляющей, χ_ω – линейная восприимчивость среды, соответствующая частоте ω, коэффициенты α, μ и σ выражаются через нелинейные частотные восприимчивости второго порядка, $\Delta_\perp=\partial^2/\partial x^2+\partial^2/\partial y^2$ – поперечный лапласиан.

Частными случаями системы (2), (3) являются уравнения Захарова и уравнение Буссинеска [11]. Поэтому система (2), (3) была названа в [10] уравнениями типа Захарова – Буссинеска.

Если к уравнению (3) применить приближение однонаправленного распространения вдоль оси z, то система (2), (3) сведется к системе уравнений, подробно изученной работах [6–8]. Однако это не позволяет исследовать эффективную генерацию терагерцового излучения при больших углах θ между фазовыми и волновыми фронтами оптической компоненты.

Рассмотрим солитонную стадию режима генерации терагерцового излучения на основе решений системы уравнений (2), (3). При этом выделяются два случая.

В первом случае имеем решение системы (2), (3) следующего вида:

$$\psi=\psi_m e^{i\kappa z}\,\mathrm{sech}^2\xi,\quad E_T=-E_{Tm}e^{i\kappa z}\,\mathrm{sech}^2\xi, \tag{4}$$

где

$$\xi=\frac{t-(z\cos\theta+x\sin\theta)/v}{2\tau_p},$$

амплитуды компонент равны

$$\psi_m=\frac{3}{4\alpha\tau_p^2}\sqrt{\frac{1}{\sigma}\left(\beta-\frac{c}{n_\omega\omega}\frac{\sin^2\theta}{v^2}\right)\left[2\alpha\gamma-\mu\left(\beta-\frac{c}{n_\omega\omega}\frac{\sin^2\theta}{v^2}\right)\right]},$$

$$E_{Tm}=\frac{3}{4\alpha\tau_p^2}\left(\beta-\frac{c}{n_\omega\omega}\frac{\sin^2\theta}{v^2}\right).$$

Групповая скорость v солитона, нелинейная постоянная распространения κ и угол наклона θ фазовых волновых фронтов оптической компоненты определяются соответственно выражениями

$$\frac{1}{v}=\sqrt{\frac{n_T^2}{c^2}-\frac{\gamma}{\tau_p^2}},\quad \kappa=\frac{1}{2\tau_p^2}\left(\beta-\frac{c}{n_\omega\omega}\frac{\sin^2\theta}{v^2}\right),\quad \cos\theta=\frac{v}{v_g}.$$

Солитоноподобное решение, представленное выше, имеет один свободный параметр, в качестве которого удобно выбрать временную длительность τ_p оптико-терагерцового импульса.

Интересным частным случаем решения (4) является решение, соответствующее условиям $\beta=\gamma=0$. Групповая скорость такого солитона равна линейной фазовой скорости терагерцовой волны. Так как такой двухкомпонентный солитон с наклонными волновыми фронтами формируется в отсутствие дисперсии, то он был назван бездисперсионным солитоном [10].

Отметим, что временные солитоны (уединенные импульсы, локализованные в направлении распространения) формируются за счет взаимной компенсации нелинейного самосжатия и дисперсионного уширения. Так как бездисперсионный солитон является импульсом, локализованным в направлении распространения, то его следует отнести к временным солитонам. Возможность формирования бездисперсионного солитона обусловлено влиянием дифракции оптической компоненты с наклонными волновыми фронтами. Известно, что дифракция способствует формированию пространственных солитонов, компенсируя самофокусировку световых пучков. Дифракционное искривление наклонных волновых фронтов, распространяющихся вдоль оси z, приводит к уширению оптического волнового пакета в проекции на ось $z'=z\cos\theta+x\sin\theta$, что равносильно наличию эффективной дисперсии. Таким образом, можно сказать, что двухкомпонентные дисперсионные солитоны с наклонными волновыми фронтами у оптической компоненты обладают свойствами как временных, так и пространственных солитонов.

Во втором случае система (2), (3) имеет следующее решение:

$$\psi=\psi_m e^{i\kappa z}\ \mathrm{sech}2\xi,\quad E_T=-E_m\ \mathrm{sech}^2 2\xi, \tag{5}$$

где

$$\psi_m=\frac{1}{c\mu v_g\tau_p^2}\sqrt{\frac{6\gamma}{\sigma}}\sqrt{[\mu v_g^2 n_T^2+cn_\omega\omega v_g^2(6\alpha\gamma-\beta\mu)-\mu c^2]\tau_p^2-4c^2\gamma\mu v_g^2},$$

$$E_m=\frac{6\gamma}{\mu\tau_p^2},\quad v=v_g\cos\theta,\quad \kappa=\frac{3\alpha\gamma v_g}{\mu v_g\tau_p^2}.$$

При этом величина угла наклона θ фазовых волновых фронтов оптической компоненты определяется соотношением

$$\cos\theta=\frac{1}{\sqrt{1+\dfrac{n_\omega\omega v_g^2(\beta\mu-6\alpha\gamma)}{c\mu}}}. \tag{6}$$

Решение (5) имеет один свободный параметр, в качестве которого тоже возьмем временную длительность τ_p импульса. Интересной особенностью этого решения является то, что угол наклона θ и скорость v солитона не зависят от длительности τ_p.

Отметим, что бездисперсионный солитон вида (5) тоже может существовать. Но при этом должна отсутствовать собственная нелинейность терагерцовой компоненты, а именно $\beta = 0$ и $\gamma \to 0$ совместно с $\mu \to 0$.

Как известно, применение приближения однонаправленного распространения не влияет существенно на динамику импульсов. В качестве примера приведем редуцированные уравнения Максвелла – Блоха [11] и уравнения Шефера – Вейна [12, 13]. Динамика солитонов этих уравнений и динамика импульсных решений исходных уравнений весьма схожи. Неудивительно, что такая же ситуация имеет место для системы (2), (3) и системы уравнений, полученной из нее с помощью приближения однонаправленного распространения [6–8], в случае импульсов вида (4) [8]. Однако, для импульсов вида (5) ситуация кардинально отличается. У системы, полученной из (2), (3) с помощью приближения однонаправленного распространения, импульсы вида (5) существуют, только если выполняется ограничение на физические параметры. (Это ограничение соответствует равенству $\cos\theta = 1$ в (6)!) Мы видим, что если приближение однонаправленного распространения не применяется, то ограничений на параметры нет. Возможно, что такая неоднозначная роль приближения однонаправленного распространения в рассматриваемой здесь задаче обусловлена тем, что у импульсов вида (5) угол наклона θ фазовых волновых фронтов оптической компоненты строго фиксирован и определяется соотношением (6).

Важным остается вопрос, касающийся устойчивости и условий реализации отмеченных выше двух солитноподобных решений.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Hebling, G. Almasi, I.Z. Kozma, J. Kuhl // Optics Express. 2002. V. 10. P. 1161.

2. А.Г. Степанов, А.А. Мельников, В.О. Компанец, С.В. Чекалин // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 85. С. 279.

3. M.I. Bakunov, S.B. Bodrov, V.V. Tsarev // J. Appl. Phys. 2008. V. 104. Art. No. 073105.

4. J. Hebling, K.L. Yeh, M.C. Hoffmann, B. Bartal, K.A. Nelson // J. Opt. Soc. Am. B. 2008. V. 25. No. 7. P. 6.

5. G.Kh. Kitaeva // Laser Phys. Lett. 2008. V. 5. P. 559.

6. С.В. Сазонов, Н.В.Устинов // Письма в ЖЭТФ. 2021. Т. 114. № 7. С. 437.

7. С.В. Сазонов, Н.В.Устинов // Известия РАН. Серия физическая. 2021. Т. 85. № 12. С. 1776.

8. С.В. Сазонов, Н.В.Устинов // Известия РАН. Серия физическая. 2022. Т. 86. № 1. С. 47.

9. P.J. Caudrey, J.C. Eilbeck, J.D. Gibbon, R.K. Bullough // J. Phys. A: Math., Nucl. Gen. 1973. V. 6. L. 53.

10. S.V. Sazonov, N.V. Ustinov // Laser Phys. Lett. 2022. V. 19. Art. No. 025401.

11. Р. Додд, Дж. Эйлбек, Дж. Гиббон, Х. Моррис “Солитоны и нелинейные волновые уравнения” М.: Мир, 1988.

12. T. Schafer, C.E. Wayne // Physica D. 2004. V. 196. P. 90.

13. Y. Chung, C.K.R.T. Jones, T. Schafer, C.E. Wayne // Nonlinearity. 2005. V. 18. P. 1351.

Генерация постоянного тока в дираковском кристалле в поле волны, поляризованной по фигурам Лиссажу

В.В. Тарасов[1], Е.И. Кухарь[1], С.В. Крючков[1,2]
[1] Волгоградский государственный технический университет
[2] Волгоградский государственный социально-педагогический университет, Лаборатория физики низкоразмерных систем
vlad-tarasov-2000@list.ru

В настоящее время повышенный интерес вызывает исследование нелинейных кинетических свойств дираковских кристаллов – 2D материалов, электронный спектр которых по своей математической форме аналогичен спектру релятивисткой частицы. Так, например, свободный графен имеет конический тип закона дисперсии, в то время как графен на подложке – гиперболический тип. На данный момент имеются различные технологии изготовления структур самой разной модификации на основе дираковских и графеноподобных кристаллов [1,2]. Математическое сходство основных уравнений, описывающих состояние электронов в дираковских и вейлевских кристаллах, и уравнений релятивисткой квантовой теории, по сути, определяет развитие новой области, стоящей на стыке физики твердого тела и физики высоких энергий. Так в качестве одного из приложений графеноподобных материалов является использование их в качестве платформы для моделирования некоторых эффектов квантовой электродинамики [3].

Характерной особенностью электронного спектра дираковских кристаллов является его неаддитивность, которая приводит к взаимному влиянию движений электрона вдоль взаимно перпендикулярных направлений, что объясняет необычные кинетические эффекты в этих материалах. Одним из таких эффектов является генерация постоянного тока за счет переменного электрического поля, поляризованного вдоль одного направления, при условии, что вдоль ортогонального направления действует другой переменный сигнал определенной частоты.

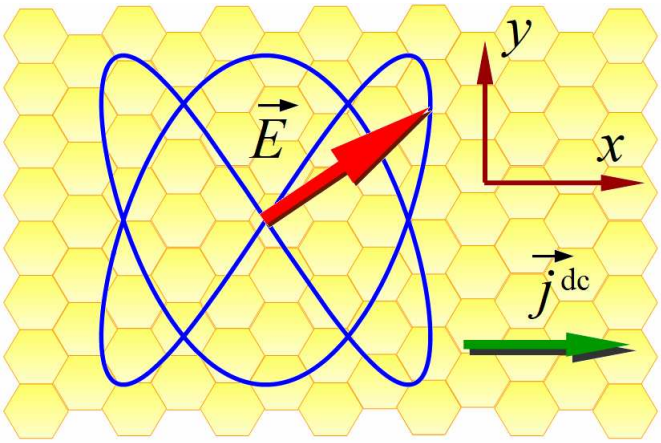


Рис. 1. Профиль импульсных сигналов

В [4] сообщалось о генерации постоянного тока в графене за счет двух синусоидальных электрических полей приложенных во взаимно перпендикулярных направлениях. Оказалось, что если частота ω_1 поля, осциллирующего вдоль направления вычисляемого тока, в два раза превосходит частоту ω_2 поля, приложенного в ортогональном направлении, то выпрямляемый ток кубичен по полю. Отметим, что результирующее электрическое поле, рассмотренное в [4], поляризовано

по фигуре Лиссажу с отношением частот $\omega_1 : \omega_2 = 2{:}1$. Ниже исследуется зависимость постоянного тока от амплитуд приложенных переменных полей, поляризованных по фигуре Лиссажу, в случае произвольного отношения $\omega_1 : \omega_2 = n : k$, где n и k – небольшие натуральные числа (рис. 1):

$$\vec{E}(t) = \{\, E_1 \cos(n\omega t + \varphi), \quad E_2 \cos k\omega t \,\}, \tag{1}$$

где E_1 и E_2 – амплитуды проекций вектора напряженности поля на оси Ox и Oy соответственно. Предполагаем, что температура системы является настолько низкой, что вклад в проводимость внсят только те носители заряда, которые расположены вблизи дна (потолка) зоны проводимости (валентной зоны). Плотность тока, индуцированная полем (1), рассчитывается по формуле, полученной с использованием кинетического уравнения Больцмана, записанного в приближении постоянного времени релаксации τ, которая с учетом сказанного примет вид:

$$j_x = -n_0 e \int_0^\infty \upsilon_x \left(\frac{e}{c} \left(\vec{A}(t) - \vec{A}(t - \tau\xi) \right) \right) e^{-\xi} \mathrm{d}\xi \,. \tag{2}$$

Здесь $\vec{\upsilon} = \partial\varepsilon / \partial\vec{p}$ – скорость электронов, n_0 – концентрация свободлных носителей заряда, $\vec{A}(t)$ – векторный потенциал переменного поля (1), вычисляемый согласно формуле $\vec{E} = -c^{-1} \partial\vec{A} / \partial t$, $\varepsilon(\vec{p})$ – закон дисперсии для электронов. Вычисления показывают, что постоянная составляющая плотности тока в первом неисчезающем по полю приближении равна

$$j_x^{\mathrm{dc}} = n_0 e\, v(\omega\tau) E_1^k E_2^n \cos k\varphi \,, \tag{3}$$

где k – нечетное число, n – четное число, $v(\omega\tau)$ – функция с размерностью скорости, определяемая параметром $\omega\tau$. Конкретное выражение для этой функции зависит от вида закона дисперсии $\varepsilon(\vec{p})$.

Например, для щелевой модификации графена $\varepsilon = \sqrt{\Delta^2 + \upsilon_{\mathrm{F}}^2 p^2}$ (Δ – полуширина запрещенной зоны, υ_{F} – скорость Ферми), отношения $n : k = 2 : 3$ и $\omega\tau >> 1$ имеем

$$j_x^{\mathrm{dc}} \sim \frac{n_0 e \upsilon_{\mathrm{F}}}{\omega\tau} \left(\frac{e \upsilon_{\mathrm{F}}}{\omega\Delta} \right)^5 E_1^3 E_2^2 \cos 3\varphi \,. \tag{4}$$

Если $\omega\tau << 1$, то

$$j_x^{\mathrm{dc}} \sim n_0 e \upsilon_{\mathrm{F}} \omega\tau \left(\frac{e \upsilon_{\mathrm{F}}}{\omega\Delta} \right)^5 E_1^3 E_2^2 \cos 3\varphi \,. \tag{5}$$

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Khandelwal et al. // Mater. Sci. Eng. B. 2017. V. 221. P. 17.
2. L. Zhang et al. // Mater. Today. 2021. V. 50. P. 442.
3. Н.Е. Фирсова, С.А. Ктиторов. // ФТТ. 2021. Т. 63. В. 2. С. 277.
4. Д.В. Завьялов, В.И. Конченков, С.В. Крючков. // ФТТ. 2009. Т. 51. В. 10. С. 2033.

Об аналитическом описании динамики планарных импульсов, распространяющихся в режиме туннельной ионизации.

А.Н. Бугай [1],В.А. Халяпин [2]
[1]Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия,
[2] ФГБОУ ВПО «Калининградский государственный технический университет», БФУ им. И. Канта
slavasxi@gmail.com

Распространение интенсивного планарного импульса в прозрачном диэлектрике можно описать системой уравнений

$$\frac{\partial\psi}{\partial z}+\frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2\psi}{\partial\tau^2}-\frac{\beta_3}{6}\frac{\partial^3\psi}{\partial\tau^3}+\frac{\gamma}{\omega}\frac{\partial}{\partial\tau}\left(\psi|\psi|^2\right)-i\gamma\psi|\psi|^2-$$
$$-\frac{i\mu}{2}\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+i\frac{s}{2}\left(\omega\tau_c-i\right)N_e\psi+\frac{U_iW(I)(N_0-N_e)}{2I}\psi=0\,, \qquad (1)$$

$$N_e=N_0\int_{-\infty}^{\tau}Wd\tau'\,.$$

(2)

Здесь $\psi-$медленно меняющаяся огибающая, $\omega-$центральная частота сигнала, $x-$поперечная координата, $z-$координата, вдоль которой распространяется сигнал, $\tau=t-z/v_g-$время в сопутствующей системе координат, v_g-групповая скорость на частоте ω, $\mu=c/n_0\omega=1/n_0k_0$, n_0-показатель преломления на частоте ω, k_0-волновое число в вакууме, $k=n_0k_0$, β_2-коэффициент дисперсии групповой скорости (ДГС) (β_2 положителен, если центральная частота импульса лежит в области нормальной ДГС, и отрицателен в противоположном случае), β_3-положительный параметр, определяющий дисперсию третьего порядка, $\gamma-$коэффициент кубической нелинейности, N_e-концентрация электронов в плазме, e и $m-$соответственно заряд и масса электрона, N_0-концентрация неионизированных молекул, $s=k_0\omega\tau_c/n_0N_c(1+\omega^2\tau_c^2)-$поперечное сечение лавинной ионизации, $N_c=\varepsilon_0m_e\omega^2/e^2-$критическая плотность плазмы, выше которой плазма перестает быть прозрачной, ε_0-восприимчивость вакуума, τ_c-время столкновения электронов, U_i-потенциал ионизации, $W-$степень ионизации, описываемая формулой Келдыша для диэлектриков [1]. Для упрощения аналитических расчетов будем рассматривать длины распространения, при которых приближенно можно пренебречь истощением энергии сигнала [2]. Таким образом волновое уравнение можно переписать следующим образом

$$\frac{\partial\psi}{\partial z}+\frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2\psi}{\partial\tau^2}-\frac{\beta_3}{6}\frac{\partial^3\psi}{\partial\tau^3}-\frac{i\mu}{2}\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}-i\gamma\psi|\psi|^2+\frac{\gamma}{\omega}\frac{\partial}{\partial\tau}\left(\psi|\psi|^2\right)+i\eta\psi\int_{-\infty}^{\tau}Wd\tau'=0\,, \qquad (3)$$

где $\eta=s\omega\tau_cN_0/2$.

Анализ динамики параметров импульса проводился на основе метода моментов [3]. Пробное решение выбиралось в виде

$$\psi=B\exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\tau}{\tau_p}\right)^2-\frac{1}{2}\left(\frac{x}{a}\right)^2+i\left(\phi-C\frac{\tau^2}{2\tau_p^2}-\frac{\varepsilon x^2}{2a^2}\right)\right], \qquad (4)$$

где B – амплитуда сигнала, τ_p – его длительность, C – параметр, определяющий частотную модуляцию, ϕ – фаза, a – параметр, пропорциональный ширине планарного сигнала, ε – описывает кривизну волновых поверхностей. Все параметры зависят от координаты z. Используя метод моментов [3], получаем систему уравнений для параметров сигнала, которую можно представить в виде

$$\frac{dv}{d\xi} = \frac{P_v}{m_v}, \tag{5}$$

$$\frac{dP_v}{d\xi} = -\frac{\partial U}{\partial v}, \tag{6}$$

$$\frac{d\rho}{d\xi} = \frac{P_\rho}{m_\rho}, \tag{7}$$

$$\frac{dP_\rho}{d\xi} = -\frac{\partial U}{\partial \rho} + \tilde{F}. \quad (8$$

Здесь P_v, P_ρ – величины, играющие роль проекций импульса частицы, движущейся в поле U, на соответствующие оси. В данной механической интерпретации величины m_v, m_ρ представляют собой массу частицы при ее движении вдоль осей v и ρ соответственно, $\xi = z / L_d$ – безразмерная координата, L_d – характерная дисперсионная длина, $v = \tau_p / \tau_0$, $\rho = a / a_0$, a_0, τ_0 – начальные значение ширины планарного сигнала и его длительности. Роль внешней силы, действующей вдоль координаты ρ, играет слагаемое $\tilde{F}$, связанное с ионизацией. Для учета ионизации на динамику планарных сигналов в работе [4] было использовано линейное приближении для аппроксимации степени ионизации W, предложенное в [5]. Авторы работы [6] обосновали применимость степенного приближения для этих же целей, которое было использовано нами для исследования области устойчивости световых пуль [2,7]. В представляемом докладе для описания вклада туннельной ионизации нами будет использовано новое приближение.

Для нахождения стационарного решения правые части системы (5) - (8) нужно приравнять к нулю. Устойчивость полученного стационарного решения определяется по методу Ляпунова, из которого следует критерий

$$\left(\tilde{F}_{,v} - U_{,v\rho}\right)U_{,v\rho} - \left(\tilde{F}_{,\rho} - U_{,\rho\rho}\right)U_{,vv} > 0, \tag{9}$$

$$U_{,vv}m_\rho - \left(\tilde{F}_{,\rho} - U_{,\rho\rho}\right)m_v > 0. \tag{10}$$

Здесь нижние индексы после запятой обозначают производную по соответствующим переменным. Если убрать ионизационное слагаемое $\left(\tilde{F} = 0\right)$, то (9), (10) принимают вид $U_{,vv}U_{,\rho\rho} - \left(U_{,v\rho}\right)^2 > 0$, $m_\rho U_{,vv} + m_v U_{,\rho\rho} > 0$. Как и следовало ожидать, потенциальная функция в этом случае не имеет минимума. Если же учесть ионизацию, то из (9), (10) можно получить критерий устойчивости планарных сигналов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.В. Келдыш // ЖЭТФ. 1996. Т. 50. С. 1393.
2. A.N. Bugay, V.A. Khalyapin // Laser Physics. 2022. V. 32. P. 025401.
3. J. Santhanam et al. // Opt.Commun. *A*. 2001. V. 222. P. 413.
4. A.N. Bugay, V.A. Khalyapin // Bulletin of the Russian Academy of Sciences Physics. 2021. V. 85(12). P. 1424.
5. M. H. Saleh et al. // Phys. Rev. Lett. 2011. V.107. P. 203902.

6. A. Talepbour, J. Yang, S. L. Chin // Optics Communications. 1999. V. 163. P. 29.
7. A.N. Bugay, V.A. Khalyapin // Chaos Solitons & Fractals. 2022. V. 156. P. 111799.

Влияние концентрации ионов Er^{3+} на времена жизни флуоресценции Er^{3+} в монокристаллах твердых растворов BaF_2 – SrF_2 – ErF_3

В.С. Цветков, В.Ю. Жмыхов, Е.А. Добрецова, Ю.Н. Пырков, В.А. Конюшкин, А.Н. Накладов, С.В. Кузнецов, В.Б. Цветков, П.П. Федоров
Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук
Vadimzhmykhov56@gmail.com

Монокристаллы MF_2 (M = Ca, Sr, Ba), легированные редкоземельными элементами, хорошо известны как активные среды для лазеров [1-3]. К настоящему времени разработаны лазерные среды с эффективностью генерации более 80% на основе трехкомпонентных неупорядоченных твердых растворов со структурой флюорита [4]. Особое внимание следует уделить материалам, способным генерировать в инфракрасном диапазоне спектра, в том числе легированным ионами тулия, эрбия и гольмия.

Целью работы являлись измерение и характеристика излучательного времени жизни люминесценции Er^{3+} в монокристаллах твердых растворов BaF_2 – SrF_2 – ErF_3 при комнатной температуре.

Монокристаллы твердых растворов BaF_2-SrF_2-ErF_3 были выращены методом Бриджмена в вакууме при использовании фторирующей атмосферы CF_4 из индивидуальных фторидов бария, стронция и эрбия. Измерения проводились с помощью диодного лазера ATC - Semiconductor devices LDD-10 с возбуждением на длине волны 978 нм. Сигналы регистрировались детектором ФД10-ГА. Затухания флуоресценции уровня $^4I_{13/2}$ легированных Er монокристаллов с различным содержанием ионов Er^{3+} представлены на рис. 1.

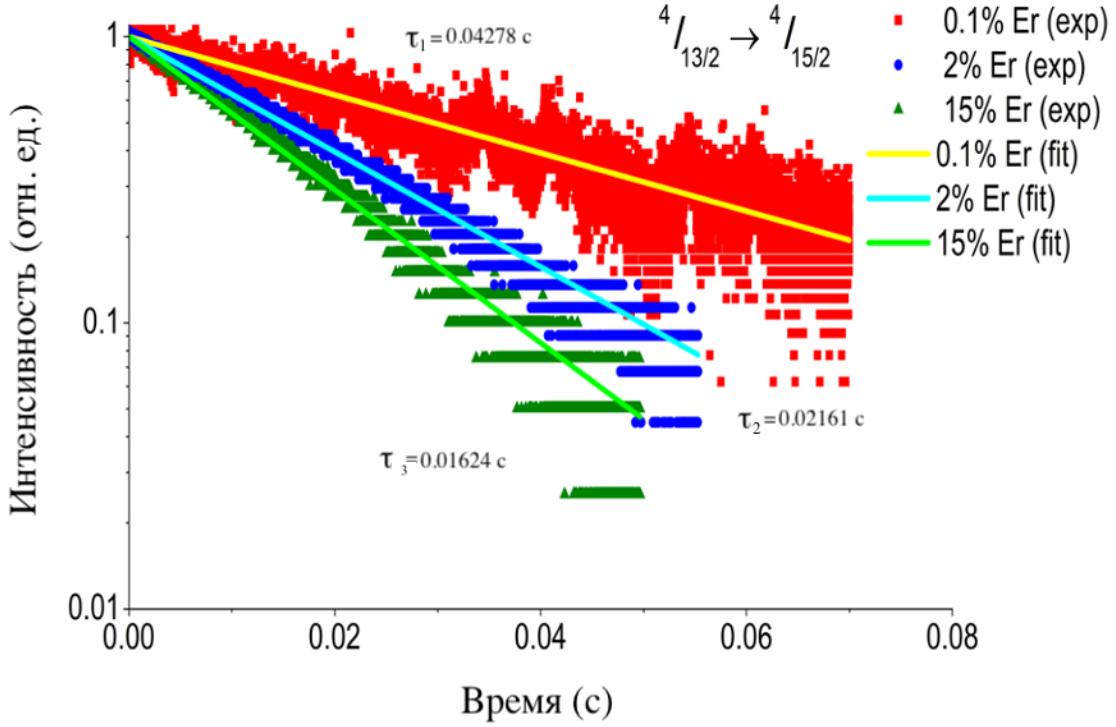


Рис. 1. Затухание флуоресценции мультиплета $^4I_{13/2}$ Er^{3+} в твердых растворах BaF_2 – SrF_2 – ErF_3 при комнатной температуре (300 К), 0.1% Er (τ_1), 2% Er (τ_2), 15% Er (τ_3)

Экспериментальное время затухания мультиплета $^4I_{11/2}$ в монокристаллах твердых растворов BaF_2 – SrF_2 – ErF_3, легированных Er^{3+}, регистрировались с помощью монохроматора МДР-12·1, оснащенного дифракционной решеткой с 1200 шт./мм. Измерения проводились с помощью диодного лазера ATC - Semiconductor devices LDD-10 с возбуждением на длине волны 978 нм.

Сигналы регистрировались детектором ФД10-ГА. Затухания флуоресценции уровня $^4I_{11/2}$ приведены на рис. 2.

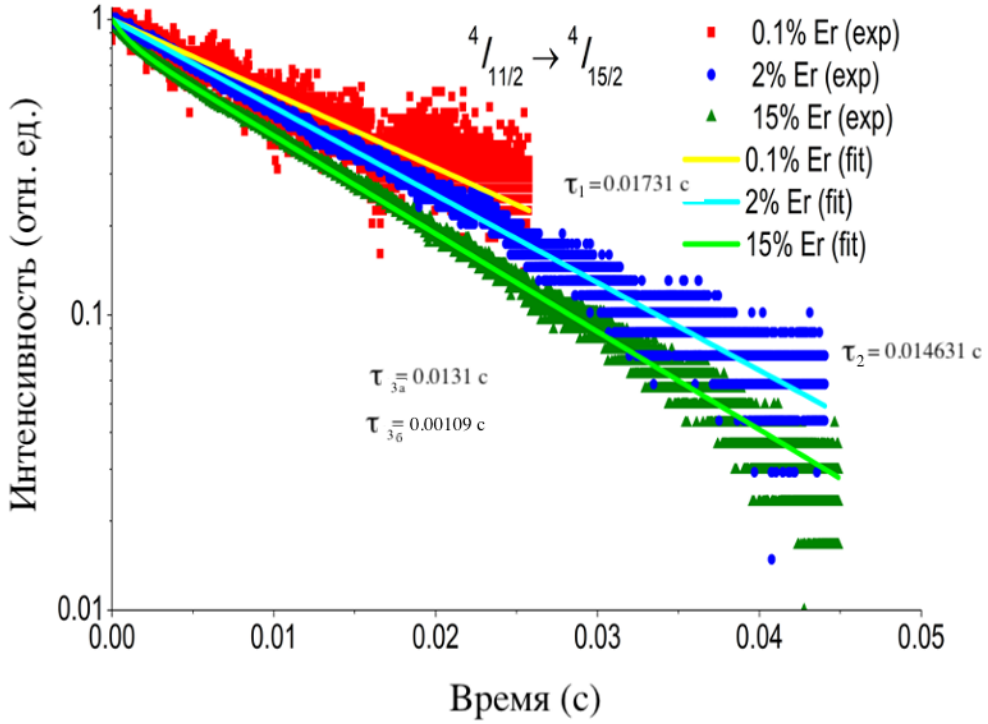


Рис. 2. Затухание флуоресценции мультиплета $^4I_{11/2}$ Er^{3+} в твердых растворах BaF_2 – SrF_2 – ErF_3 при комнатной температуре (300 К), 0.1% Er (τ_1), 2% Er (τ_2), 15% Er ($\tau_{3а}$ и $\tau_{3б}$)

Результаты показывают, что время жизни Er^{3+} существенно зависит от концентрации иона Er^{3+} в твердых растворах BaF_2 – SrF_2 – ErF_3. Увеличение содержания Er^{3+} от 0,1 до 15 мол.% приводит к уменьшению времени жизни с 42,8(3) до 16,3(1) мс для уровня $^4I_{13/2}$, что можно объяснить концентрационным тушением люминесценции за счет более высокого содержания активирующего иона. Время жизни $^4I_{11/2}$ увеличивается с содержанием Er^{3+} на уровне 0,1%<x<15%. При Er^{3+}>15% кривые распада $^4I_{11/2}$ описываются двухэкспоненциальной моделью, что можно объяснить наличием нескольких симметрично независимых оптических центров активирующих ионов.

Работа выполнена при поддержке Гранта Президента Российской Федерации №МК-72.2022.1.2

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Němec et al.// Opt. Lett. 2017. V. 42, P. 1852.
2. O.K. Alimov et al.// J. Lumin. 2016. V. 172. P. 219.
3. O.K. Alimov et al.// Quantum Electron. 2016. V. 46. P. 68.
4. T.T. Basiev et al.// Quantum Electron. 2016.V. 37. P. 934.

Взаимодействие и дифракция световых волн на периодических структурах в фоторефрактивных и сегнетоэлектрических кристаллах

С.М. Шандаров, Н.И. Буримов
Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники
stanislavshandarov@gmail.com

В лекции рассматриваются основные физические явления, обуславливающие возмущения оптических свойств периодическими электрическими и упругими полями динамических голограмм и доменных структур в фоторефрактивных и сегнетоэлектрических кристаллах соответственно. Для фоторефрактивных кристаллов анализируются диффузионный и фотовольтаический механизмы формирования поля пространственного заряда картиной интерференции лазерных пучков. При рассмотрении фотовольтаического механизма перераспределения заряда уделяется внимание периодическим эванесцентным электрическим полям, создаваемым динамическими голограммами над границами кристалла. Для периодических доменных структур в сегнетоэлектрических кристаллах описываются поля, связанные с доменными стенками. Отмечается, что при анализе возмущений оптических свойств кристаллов, создаваемых фоторефрактивными голограммами и доменными структурами, должны приниматься во внимание линейный и квадратичный электрооптические эффекты и дополнительный фотоупругий вклад, обусловленный упругими деформациями, создаваемыми вследствие пьезоэлектрического, флексоэлектрического и электрострикционного эффектов. Для голограмм в кубических гиротропных кристаллах класса силленитов следует также учитывать возмущения, связанные с электрогирацией и флексогирацией [1].

Рассматривается встречное и попутное векторное взаимодействие стационарной опорной волны с фазово-модулированной сигнальной волной на динамических голограммах диффузионного типа в кубических гиротропных фоторефрактивных кристаллах, а также его использование в адаптивной интерферометрии. Представлены методы и результаты измерения эффективных флексоэлектрических, электрогирационных и флексогирационных коэффициентов таких кристаллов методами голографической интерферометрии при встречном и попутном взаимодействии световых пучков.

Представлены результаты экспериментальных исследований и теоретического анализа различных процессов линейной дифракции света на доменных структурах, в том числе с наклонными доменными стенками, как в отсутствие внешних полей, так и в случае приложения к сегнетоэлектрическим кристаллам ниобата и танталата лития синусоидального и/или постоянного внешнего поля. Обсуждаются результаты исследования фотоиндуцированной проводимости доменных структур с наклонными стенками в кристалле $MgO:LiNbO_3$ методом брэгговской дифракции на них лазерного излучения с различными длинами волн. Рассматриваются приложения периодических доменных структур в сегнетоэлектрических кристаллах для спектральных преобразований и модуляции лазерного излучения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках Госзадания на 2020–2022 годы (задание FEWM-2020-0038/3).

ЛИТЕРАТУРА

1. С.М. Шандаров и др. // Оптика и спектроскопия. 2021. Т. 129. № 4. С. 413.

Механизмы генерации оптических гармоник на экситонных переходах

Д.Р. Яковлев[1,2], В.В. Павлов[2], Р.В. Писарев[2]

[1]*Технический университет Дортмунда, Дортмунд, Германия*

[2]*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург*

Фундаментальное понятие об экситоне как о бестоковом электронном бозе-возбуждении введено Я.И. Френкелем [1]. Экситоны большого радиуса, известные как экситоны Ванье-Мотта [2], были открыты в полупроводнике Cu_2O Е.Ф. Гроссом и Н.А. Каррыевым [3]. В настоящее время оптические методы являются основными при исследовании экситонов, при этом широко используются как эффекты линейной оптики, так и нелинейные оптические явления – двухфотонное поглощение света, двухфотонная фотолюминесценция, четырех-волновое смешивание и др. В экспериментах с генерацией оптических гармоник использование дополнительного внешнего воздействия, например, электрического или магнитного поля, позволяет получать новую информацию об оптических нелинейностях на экситонных состояниях [4, 5].

В данной лекции будут рассмотрены оптические эффекты, связанные с генерацией оптических гармоник на экситонных переходах в нескольких классах материалов: объемных полупроводниках – GaAs, ZnO, Cu_2O, магнитных диэлектриках – Cr_2O_3, CuB_2O_4. Генерация второй и третьей гармоники являются простейшими нелинейными оптическими процессами, которые описываются нелинейными восприимчивостями более высокого порядка по сравнению с линейными оптическими явлениями. Эти нелинейные явления оказываются более чувствительными к конкретным деталям кристаллографической или магнитной структуры, к локальной симметрии электрических зарядов и распределению спинов электронов.

Работа выполнена при поддержке Deutsche Forschungsgemeinschaft (TRR160-C8) и Российского фонда фундаментальных исследований (19-52-12063).

[1] J. Frenkel. Phys. Rev. **37**, 17; 1276 (1931).

[2] G.H. Wannier. Phys. Rev. **52**, 191 (1937); N.F. Mott. Trans. Farad. Soc. **34**, 500 (1938).

[3] Е.Ф. Гросс, Н.А. Каррыев. ДАН СССР **84**, 261; 471 (1952).

[4] M. Fiebig, V.V. Pavlov, R.V. Pisarev. J. Opt. Soc. Am. B **22**, 96 (2005).

[5] Д.Р. Яковлев, В.В. Павлов, А.В. Родина, Р.В. Писарев, J. Mund, W. Warkentin, M. Bayer, ФТТ **60**, 1463 (2018).