

НЕЛИНЕЙНАЯ И КВАНТОВАЯ ОПТИКА

Преобразование частоты четного когерентного состояния вверх <i>А.В. Белинский, Р. Сингх</i>	1
Затухание Zitterbewegung в сверхрешетке на основе дираковского кристалла <i>Е.И. Кухарь, С.В. Крючков, Н.А. Иванов</i>	3
Широкополосная генерация суммарных частот излучения СО-лазера в просветленном нелинейном кристалле $ZnGeP_2$ <i>М.В. Ионин, И.О. Киняевский, Ю.М. Климачев, А.М. Сагитова, М.М. Зиновьев</i>	6
РТ - симметрия и структура излучения мощных лазерных диодов <i>А.Г. Ржанов</i>	10
Принципы создания оптического транзистора на основе нелинейного интерферометра Фабри-Перо в терагерцовом спектральном диапазоне <i>И.И. Казаков, М.С. Гусельников, С.А. Козлов</i>	14
Модуляция излучения СО лазера электрооптической ячейкой на основе сегнетоэлектрического жидкого кристалла <i>Ю.М. Климачев, А.Ю. Козлов, Д.В. Синецын, О.А. Рулев, Е.П. Пожидаев, А.В. Кузнецов, А.А. Жукович-Гордеева, М.В. Минченко</i>	18
Возможность формирования квантового фантомного изображения с помощью направленного ответвителя <i>Р. Сингх</i>	22

Преобразование частоты четного когерентного состояния вверх

А.В. Белинский^{*}, Р. Сингх^{**}

^{*}Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991, ГСП-1, Москва
Эл. почта: ^{*}belinsky@inbox.ru ^{**}ranjit.singh@mail.ru

В последние годы регулярно-доменные структуры (РДС-кристаллы) все чаще используются для генерации неклассических состояний света и реализации квантовых информационных протоколов [1-4]. Основные преимущества использования РДС-кристаллов по сравнению с обычными нелинейными оптическими кристаллами: возможность квазисинхронизма между взаимодействующими волнами; использование высокого коэффициента восприимчивости; реализация многомодового взаимодействия оптических волн.

Теоретически исследованы квантовые характеристические свойства мод с помощью квантовых фазовых портретов в случае, когда используются оптически нелинейные монокристаллы с квадратичной и кубической нелинейностями. Квантовые фазовые портреты дают более полную характеристику поведения квантовых состояний чем, например, отдельное вычисление шумовых характеристик квадратурных компонент мод.

В данной работе исследуются квантовые фазовые портреты с помощью функции квазираспределения Вигнера в случае, когда в РДС-кристалле реализуются два процесса [3,4]: параметрический ($2\omega_e \rightarrow \omega_e + \omega_e$) и генерация суммарных частот ($2\omega_e + \omega_e \rightarrow 3\omega_e$), когда мода \hat{a}_2 накачки на частоте $2\omega_e$ является неистошмой, основная мода \hat{a}_1 на частоте ω_e находится в состоянии квантовой суперпозиции, и мода \hat{a}_3 на частоте $3\omega_e$ - в вакуумном состоянии.

Гамильтониан взаимодействия и операторные уравнения Гейзенберга, которые описывают взаимодействия трех вырожденных монохроматических плоских, стационарных мод имеют следующий вид [3,4]:

$$\begin{aligned} \hat{H}_{\text{int}} &= \hbar(g_1 \hat{a}_1^2 \hat{a}_2^+ + g_2 \hat{a}_1 \hat{a}_2 \hat{a}_3^+) + H.c., \\ \frac{d\hat{a}_j}{dt} &= \frac{i}{\hbar} [\hat{H}_{\text{int}}, \hat{a}_j], \quad (j=1,2,3) \\ \frac{d\hat{a}_1}{dt} &= -i(g_2 \hat{a}_2^+ \hat{a}_3 + 2g_1 \hat{a}_1^+ \hat{a}_2), \\ \frac{d\hat{a}_2}{dt} &= -i(g_2 \hat{a}_1^+ \hat{a}_3 + g_1 \hat{a}_1^2), \\ \frac{d\hat{a}_3}{dt} &= -ig_2 \hat{a}_1 \hat{a}_2. \end{aligned} \tag{1}$$

Система операторных уравнений (1) линеаризуется в случае, когда мода \hat{a}_2 накачки является неистошмой ($d\hat{a}_2/dt = 0, \hat{a}_2 \rightarrow A_2$), тогда

$$\begin{aligned}\frac{d\hat{a}_1}{d\xi} &= -i(\hat{a}_3 + 2\gamma\hat{a}_1^+), \\ \frac{d\hat{a}_3}{d\xi} &= -i\hat{a}_1,\end{aligned}\quad (2)$$

где $\xi = g_2 A_2 t$ - приведенная длина взаимодействия и $\gamma = g_1/g_2$. Решение системы операторных уравнений (2) можно найти с помощью преобразования Лапласа. Оно используется для нахождения квантовой характеристической функции [4-6]:

$$C(\beta_1, \beta_3, \xi) = \text{Tr} \left[\hat{\rho}(0) e^{\beta_1 \hat{a}_1^+(\xi) - \beta_1^* \hat{a}_1(\xi)} e^{\beta_3 \hat{a}_3^+(\xi) - \beta_3^* \hat{a}_3(\xi)} \right], \quad (3)$$

где $\hat{\rho}(0) = |\alpha_+\rangle_1 |0\rangle_3 \langle 0|_1 \langle \alpha_+|$, $|\alpha_+\rangle_1 = \eta^{-1} (|\alpha_{10}\rangle + |-\alpha_{10}\rangle)$, $\eta = \sqrt{2(1 + e^{-2|\alpha_{10}|^2})}$. Среднее значение (3) используется для нахождения квазираспределения функции Вигнера [4-6]:

$$W(\alpha_3, \xi) = \frac{1}{\pi^3} \iiint C(\beta_1, \beta_2, \xi) e^{\beta_1^* \alpha_1 - \beta_1 \alpha_1^* + \beta_3^* \alpha_3 - \beta_3 \alpha_3^*} d^2 \beta_1 d^2 \beta_3 d^2 \alpha_1 \quad (4)$$

На рис. 1 представлен графический квантовый фазовой портрет состояния моды \hat{a}_3 с использованием (4). Из рис.1, в частности, следует, что можно генерировать и передать свойства состояния на частоте 3ω , если квантовое состояние суперпозиции на частоте ω известно в начальный момент времени. При этом используется суперпозиция макроскопически различных состояний и квантовая интерференция между ними.

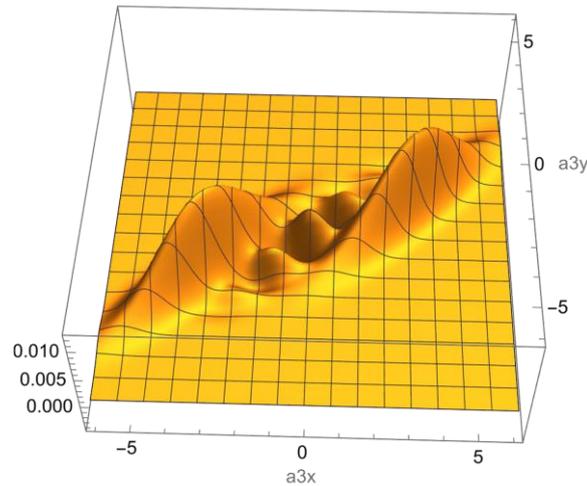


Рис.1. Фазовой портрет состояния моды \hat{a}_3 в случае, когда накачка моды \hat{a}_2 неистошима, среднее число фотонов в моде \hat{a}_1 в состоянии кота Шредингера равно 12, $\varphi_3 = \pi/3$ и мода \hat{a}_3 находится в вакуумном состоянии. При этом приведенная длина взаимодействия $\xi = 0,9$ и коэффициент связи $\gamma = 0,9$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Henry A., Barral D., Zaquine I., etc. Optics Express Vol. 31, Issue 5, p. 7277 (2023)
2. Lenziniet al., Sci. Adv. (2018);4:eaat9331 (2018)
3. Chirkin A.S., Makeev E.V. Journal of Modern Optics. V. 53, № 5-6, p.821-834 (2006)
4. Singh, R. Transmission of a quantum state in a periodically poled nonlinear crystal. (2010) <http://arxiv.org/abs/1005.0333v1>
5. Люиселл У. Излучение и шумы в квантовой электронике. Москва: Наука, 1972.
6. Перина, Я. Квантовая статистика линейных и нелинейных оптических явлений, Москва: Мир, 1987.

Затухание *Zitterbewegung* в сверхрешетке на основе дираковского кристалла

Е.И. Кухарь¹, С.В. Крючков^{1,2}, Н.А. Иванов¹

¹Волгоградский государственный технический университет

²Волгоградский государственный социально-педагогический университет

eikuhar@yandex.ru

Релятивистская форма уравнений для электронных состояний в 2D гексагональных решетках делает графеноподобные материалы (графен, германен, силицен и т.д.) удобной платформой для изучения эффектов квантовой электродинамики. Гамильтониан носителей заряда в этих материалах, получивших название дираковских кристаллов [1,2], содержит слагаемые, связывающих импульс частицы с ее псевдоспиновой степенью свободы. Одним из явлений, обусловленных такой связью, служит *Zitterbewegung* (ZB) – быстрые осцилляции скорости электрона, возникающие вследствие интерференции состояний с положительной и отрицательной энергиями. Наблюдение ZB для свободного электрона в вакууме является весьма затруднительным в связи с высокой частотой соответствующих осцилляций ($\sim 10^{21}$ Гц). Преимуществом же твердотельных структур, описываемых релятивистским гамильтонианом, является значительно более низкая частота ZB [3,4], что существенно облегчает экспериментальное обнаружение эффекта в этих материалах [5].

Если в качестве начального вектора состояния в импульсном пространстве использовать дельта-образный волновой пакет, то ZB представляет собой гармонические колебания [6]. Однако такие пакеты полностью делокализованы в пространстве, что вносит определенную трудность в реализацию соответствующих осцилляций. С другой стороны пакеты конечной ширины приводят к затуханию ZB [7]. В [8] для увеличения времени жизни ZB предложено помещать образец в поле высокочастотного (ВЧ) электромагнитного (ЭМ) излучения. Ниже приведены результаты анализа затухания ZB в так называемом полудираковском 2D кристалле. В таком материале носители заряда проявляют себя как релятивистские частицы при движении только вдоль одного направления (например вдоль оси Ox). Вдоль другого же направления будем читать закон дисперсии периодическим, что может быть обеспечено созданием дополнительного периодического потенциала вдоль оси Oy . Последнее имеет место, например, в так называемых графеновых сверхрешетках (СР). Модельный гамильтониан носителей заряда в таком кристалле имеет вид [9]:

$$H = v_F p_x \sigma_x + \frac{2\hbar v_F}{d} \sin\left(\frac{dp_y}{2\hbar}\right) \sigma_y, \quad (1)$$

где v_F – скорость Ферми, d – период СР, $\sigma_{x,y,z}$ – матрицы Паули. Скорость электрона вдоль оси Ox вычисляется, согласно формуле:

$$v_x = v_F \langle \psi_0 | e^{i\frac{Ht}{\hbar}} \sigma_x e^{-i\frac{Ht}{\hbar}} | \psi_0 \rangle. \quad (2)$$

Для начального состояния, описываемого спинором ψ_0 , выберем гауссовский профиль волнового пакета, с которым, как правило, имеют дело [3,7,8]:

$$\psi_0 = \frac{1}{\hbar} \sqrt{\frac{b_1 b}{\pi}} e^{-\frac{b_1^2 p_x^2}{2\hbar^2}} e^{-\frac{b^2 (p_y - p)^2}{2\hbar^2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Здесь b_1 и b – ширина волнового пакета вдоль направлений x и y соответственно. Считаем, что выполняется следующее условие $b_1 \ll b$. После подстановки (1) и (3) в (2), а также учета последнего неравенства, находим:

$$v_x(t) = v_F \sum_{n=0}^{\infty} e^{-\frac{(2n+1)^2 d^2}{16b^2}} J_{2n+1}(2\nu t) \sin \frac{(2n+1)pd}{2\hbar}, \quad (4)$$

где $J_n(\xi)$ – функция Бесселя целого порядка, $\nu = v_F/d$. Для периода СР $d = 100$ нм [9] значение параметра ν составляет 10 ТГц. На рисунке 1 представлены зависимости скорости электрона от времени, построенные по формуле (4).

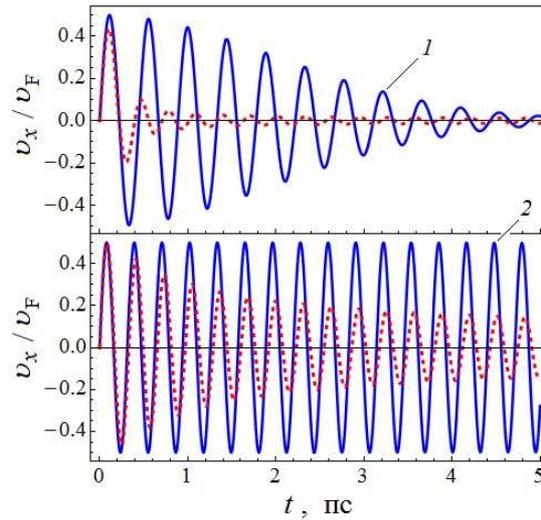


Рис. 1. Зависимость скорости электрона от времени для $d/b=0.1$ (сплошная линия) и $d/b=1.0$ (пунктирная линия). Графики 1 соответствуют середине минизоны СР, графики 2 – потолку минизоны.

Анализ графиков позволяет сделать следующие выводы. Во-первых, время затухания ЗВ определяется соотношением между шириной волнового пакета b и периодом СР d : с уменьшением величины d/b время затухания увеличивается. Это дает возможность для увеличения числа наблюдаемых колебаний ЗВ за счет изготовления СР с требуемым периодом. Во-вторых, время осцилляций существенно возрастает при приближении центра волнового пакета p к потолку минизоны СР.

Как показано в [8] действие на образец ВЧ электрического поля также может привести к повышению времени существования ЗВ. Здесь будем считать, что материал находится в поле ЭМ излучения, падающего перпендикулярно плоскости кристалла и поляризованного вдоль оси СР. В этом случае следует учесть влияние электронной подсистемы СР на форму волны. Последняя имеет нелинейный, кноидальный вид, а напряженность электрической составляющей выразится через эллиптические функции Якоби: $E_y = E_0 \text{cn}(\Omega t, \kappa)$, где E_0 – амплитуда волны, $\kappa = eE_0 d / 2\Omega_0$ – эллиптический модуль, Ω_0 – частота волны при $\kappa \ll 1$,

$$\Omega(\kappa) = \frac{\pi\Omega_0}{2K(\kappa)}, \quad (5)$$

$K(\kappa)$ – полный эллиптический интеграл первого рода. Чтобы учесть действие такой волны, сделаем в гамильтониане (1) замену $p_y \rightarrow p_y + eA_y/c$ (A_y – компонента векторного потенциала ЭМ поля кноидальной волны) и усредним полученное уравнение по ВЧ слагаемым. В результате временная задача сведется к задаче на

собственные значения некоторого эффективного гамильтониана. Выражение для последнего можно записать, сделав во втором слагаемом правой части (1) замену $v_F \rightarrow c_0 v_F$. Здесь $c_0(\kappa)$ – постоянная составляющая разложения в ряд Фурье функции $\cos(eA_y/2c\hbar)$. Отметим, что данный подход отличен от используемых в [8] приближенных методов решения временных уравнений для состояний электрона в графене и позволяет получить аналитический результат для скорости электронного ZB. Однако он подходит только для тех значений эллиптического модуля, для которых выполняется неравенство $\hbar\Omega \gg v_F p$. Окончательно электронная скорость может быть записана путем следующей замены в (4): $v \rightarrow c_0 v$.

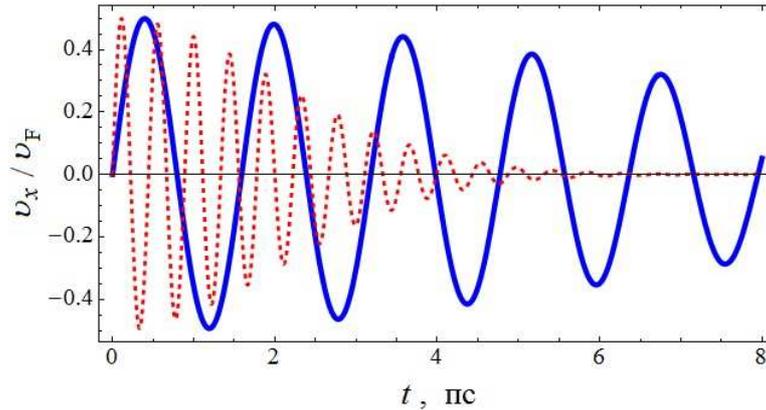


Рис. 2. Зависимость скорости электрона от времени в присутствии (сплошная линия, $\kappa = 0.8$) и отсутствии ВЧ поля (пунктирная линия). Графики соответствуют середине минизоны CP, $d/b = 0.1$

Зависимость скорости электронного ZB в случае, когда 2D кристалл подвержен действию кноидальной волны с модулем $\kappa = 0.8$ представлен на рисунке 2. Как видно время затухания осцилляций существенно возросло по сравнению с ZB в отсутствие волны. Частота ZB при этом уменьшилась. Сделаем соответствующие численные оценки параметров E_0 и Ω_0 . Волновое число, отвечающее середине минизоны CP, имеет порядок 15 мкм^{-1} . Следовательно для соответствия ВЧ пределу необходимы частоты $\Omega_0 \sim 100 \text{ ТГц}$. В таких условиях параметру $\kappa = 0.8$ отвечает амплитуда электрического поля $E_0 \sim 10 \text{ кВ/см}$.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства просвещения Российской Федерации в рамках государственного задания. Название проекта «Распространение и взаимодействие уединенных волн в наноструктурах на основе дираковских материалов».

ЛИТЕРАТУРА

1. Y. Kim, J.D. Lee. // Mater. Today Phys. 2021. V. 21. P. 100525.
2. B. Fu, et al. // Phys. Rev. B. 2022. V. 105. P. 035126.
3. J. Schliemann, et al. // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 94. P. 206801.
4. Н.Е. Фирсова, С.А. Ктиторов. // ФТТ. 2021. Т. 63. В. 2. С. 277.
5. I. Stepanov, et al. // arXiv.org. 2016. arXiv:1612.06190.
6. M.I. Katsnelson. // Europ. Phys. J. 2006. B. V. 51. P. 157.
7. G. M. Maksimova, et al. // Phys. Rev. B. 2008. V. 78. P. 235321.
8. T.M. Rusin, W. Zawadzki. // Phys. Rev. B. 2013. V. 88. P. 235404.
9. V. Krueckl, K. Richter. // Phys. Rev. B. 2012. V. 85. P. 115433.

Широкополосная генерация суммарных частот излучения СО-лазера в просветленном нелинейном кристалле $ZnGeP_2$

М.В. Ионин¹, И.О. Киняевский^{1,2}, Ю.М. Климачев¹, А.М. Сагитова¹, М.М. Зиновьев²

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия

² Томский государственный университет, Томск, Россия

klimachevym@lebedev.ru

Широкополосное преобразование частоты излучения СО-лазера с модуляцией добротности резонатора (МДР) в нелинейном кристалле $ZnGeP_2$ проводилось как во вне-, так и во внутрирезонаторном режимах [1, 2]. Ожидается, что эффективность такого преобразования может существенно повыситься, если использовать просветленный нелинейный кристалл. Задачей данного исследования было повышение эффективности преобразования путем организации двухпроходной схемы с применением образца кристалла $ZnGeP_2$, имеющего широкополосное просветляющее покрытие как на спектральный диапазон генерации СО-лазера (5-7 мкм), так и на диапазон его суммарных частот (2.5-3.5 мкм).

Эксперименты проводились с использованием криогенного СО-лазера низкого давления с накачкой разрядом постоянного тока. На рис. 1а представлена общая оптическая схема экспериментов. В качестве активной среды СО-лазера использовалась смесь $He:N_2:CO:Воздух = 140:11:2:1$ при напряжении на трубке 8.5 кВ и токе 7 мА. Давление смеси составляло 7.7 Торр. Резонатор лазера был образован глухим сферическим зеркалом (радиус кривизны $R = 9$ м) и плоским выходным зеркалом с пропусканием $\sim 25\%$. Внутри резонатора помещалось плоское полностью отражающее вращающееся зеркало, которое обеспечивало работу лазера в режиме МДР. Спектр излучения СО-лазера насчитывал ~ 60 линий в интервале длин волн от 5 до 6 мкм с максимумом мощности вблизи длины волны 5.2 мкм (см. рис. 1б). Пиковая мощность излучения СО лазера достигала ~ 4.5 кВт.

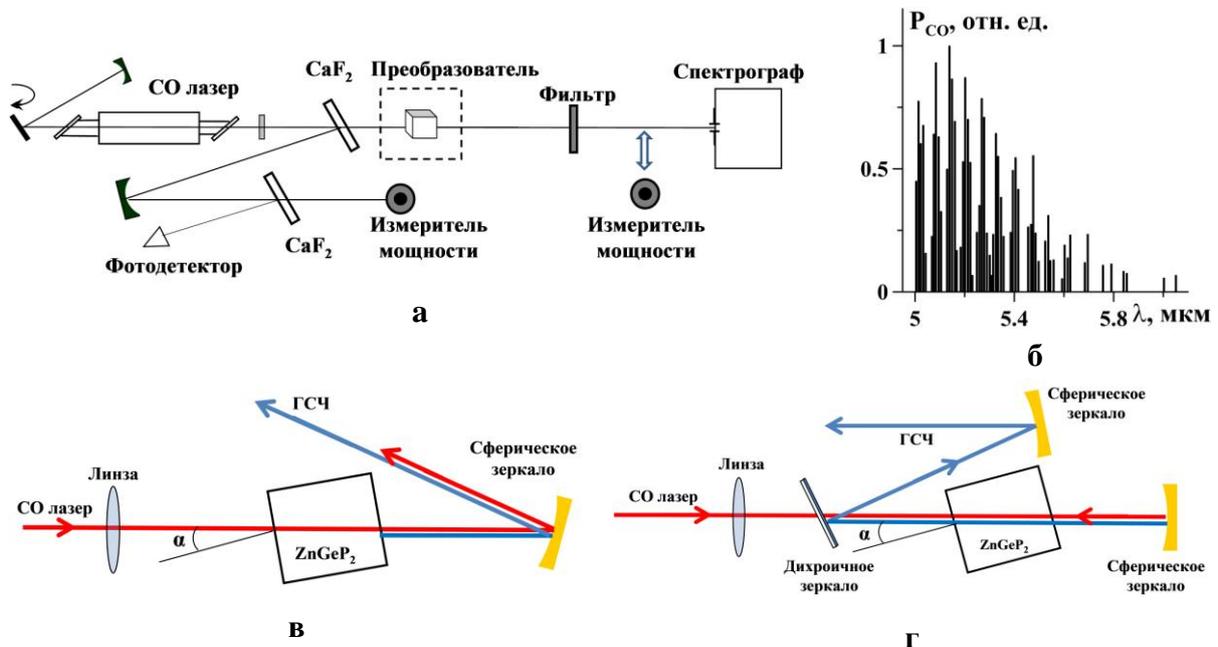


Рис. 1. Общая оптическая схема эксперимента (а); спектр СО лазера (б); оптическая схема однопроходной ГСЧ (в); оптическая схема двухпроходной ГСЧ (г).

Для контроля средней мощности излучения его часть ($\sim 5\%$) с помощью плоскопараллельной пластинки из CaF_2 направлялась на сферическое зеркало ($R = 1$ м). Излучение фокусировалось на измеритель мощности Ophir-3A и фотодетектор (PEMI-10.6), при этом для контроля временной формы суммарного по спектру импульса использовалась вторая пластинка из CaF_2 .

В эксперименте использовалась как однопроходная (рис. 1в), так и двухпроходная (рис. 1г) схема генерации суммарных частот (ГСЧ). В первом случае основная часть излучения ($\sim 95\%$) с помощью линзы фокусировалась в нелинейный кристалл ZnGeP_2 , а затем с помощью сферического зеркала направлялось на измерение характеристик ГСЧ. Во втором случае основная часть излучения с помощью линзы через плоское дихроичное зеркало (коэффициент отражения $R \sim 99\%$ в диапазоне длин волн ГСЧ и $\sim 10\%$ в диапазоне длин волн генерации СО-лазера) фокусировалась в кристалл ZnGeP_2 . При этом луч СО-лазера направлялся сферическим зеркалом (радиус кривизны $r = 30$ см) либо прямо назад ($\beta = 0^\circ$), либо отклонялся на некоторый угол в горизонтальной плоскости ($\beta \sim 1^\circ$), но так, чтобы проходить через кристалл. Излучение ГСЧ, полученное в результате двух проходов излучения СО-лазера, и часть излучения СО-лазера отражалось дихроичным зеркалом в сторону второго сферического зеркала ($r = 60$ см), а затем, направлялось на измерение характеристик ГСЧ. Кварцевая пластина применялась как спектральный фильтр для отделения излучения ГСЧ от излучения СО-лазера. Нелинейный кристалл ZnGeP_2 был выращен и просветлен с обеих сторон в ООО «ЛОК» (коэффициент пропускания $\sim 85-90\%$ в диапазоне длин волн ГСЧ и $\sim 92-95\%$ в диапазоне длин волн генерации СО-лазера).

Измерялись следующие характеристики ГСЧ: форма импульса, средняя мощность и спектр. Для определения средней мощности ГСЧ использовался измеритель мощности Ophir-3A, а формы импульса - фотодетектор PEM-L-3. Для измерения спектра ГСЧ его излучение направлялось на вход спектрометра ИКС-31. После выходной щели спектрометра ИКС-31 излучение попадало на фотодетектор Thorlabs PDA20H. На рис. 2а показаны характерные формы импульсов излучения СО лазера и ГСЧ, а на рис. 2б - зависимости от частоты вращения пиковой мощности излучения СО-лазера ($P_{\text{пик}}^{\text{СО}}$), пиковой мощности ГСЧ ($P_{\text{пик}}^{\text{ГСЧ}}$), среднего коэффициента преобразования ($K_{\text{ср}} = P_{\text{ГСЧ}}/P_{\text{СО}}$, где $P_{\text{ГСЧ}}$ – средняя мощность ГСЧ, $P_{\text{СО}}$ - средняя мощность СО лазера) и пикового коэффициента преобразования ($K_{\text{пик}} = P_{\text{пик}}^{\text{ГСЧ}}/P_{\text{пик}}^{\text{СО}}$).

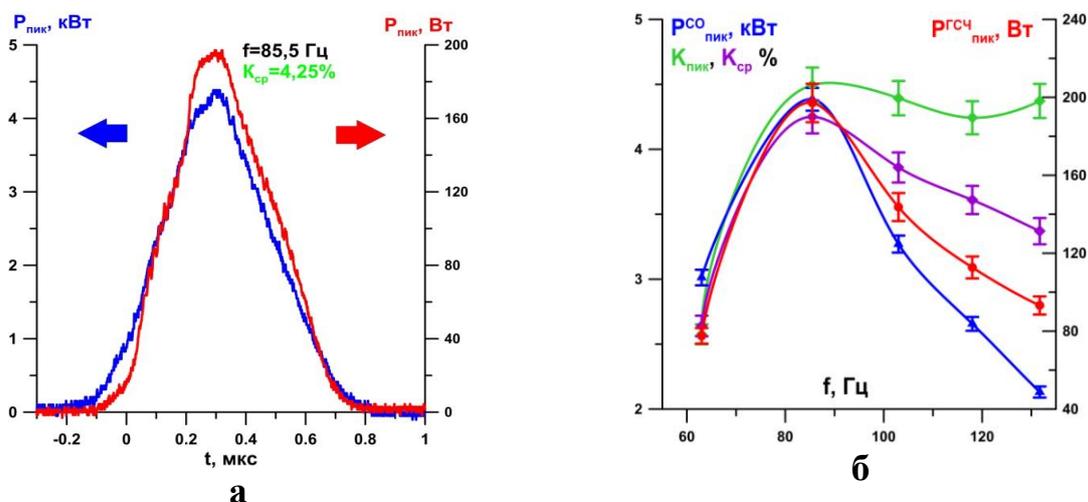


Рисунок 2. Характерные формы импульсов излучения СО-лазера и ГСЧ (а), а также зависимости от частоты вращения (f) пиковой мощности падающего на кристалл излучения СО-лазера ($P_{\text{пик}}^{\text{СО}}$), пиковой мощности ГСЧ ($P_{\text{пик}}^{\text{ГСЧ}}$), а также среднего коэффициента преобразования ($K_{\text{ср}}$) и коэффициента преобразования по пиковой мощности ($K_{\text{пик}}$) (б).

Максимальные значения пиковой мощности падающего на кристалл излучения, пиковой мощности ГСЧ, а также среднего и пикового коэффициентов преобразования достигаются при частоте $f = 85.5$ Гц. Можно заметить, что после прохождения максимума средний коэффициент преобразования значительно уменьшается от значения $K_{cp} = 4.25\%$ до значения $K_{cp} = 3.37\%$, в то время как пиковый коэффициент преобразования изменяется мало, оставаясь в диапазоне $4.25 - 4.5\%$. Это можно объяснить тем, что пиковая мощность ГСЧ уменьшается не так резко, как пиковая мощность падающего на кристалл излучения СО лазера. Дело в том, что длительность импульса ГСЧ с ростом частоты f уменьшается быстрее, чем длительность импульса падающего на кристалл излучения СО лазера.

Путем вращения нелинейного кристалла вокруг вертикальной оси изменялся угол α падения излучения СО лазера на кристалл $ZnGeP_2$. На рис. 3а представлены зависимости средней мощности ГСЧ ($P_{ГСЧ}$) и коэффициента преобразования K_{cp} от угла падения α излучения СО лазера на кристалл (два прохода, $\beta = 0^\circ$). Видно, что максимумы обеих величин достигаются при угле падения равном примерно -0.7° . Максимальная средняя мощность ГСЧ составила 14 мВт. Данному значению мощности суммарных частот соответствует значение $K_{cp} = 9.67\%$. Для нормального падения коэффициент преобразования был несколько меньше – $K_{cp} = 8.15\%$. Это говорит о том, угол среза кристалла не совпадает с оптимальным для процесса многочастотного преобразования при некритичном фазовом синхронизме в кристалле $ZnGeP_2$. На рис. 3б представлены зависимости средней мощности ГСЧ и коэффициента преобразования K_{cp} от средней мощности СО лазера. Средняя мощность ГСЧ росла квадратично, а коэффициента преобразования K – линейно с ростом средней мощности падающего на кристалл излучения СО лазера.

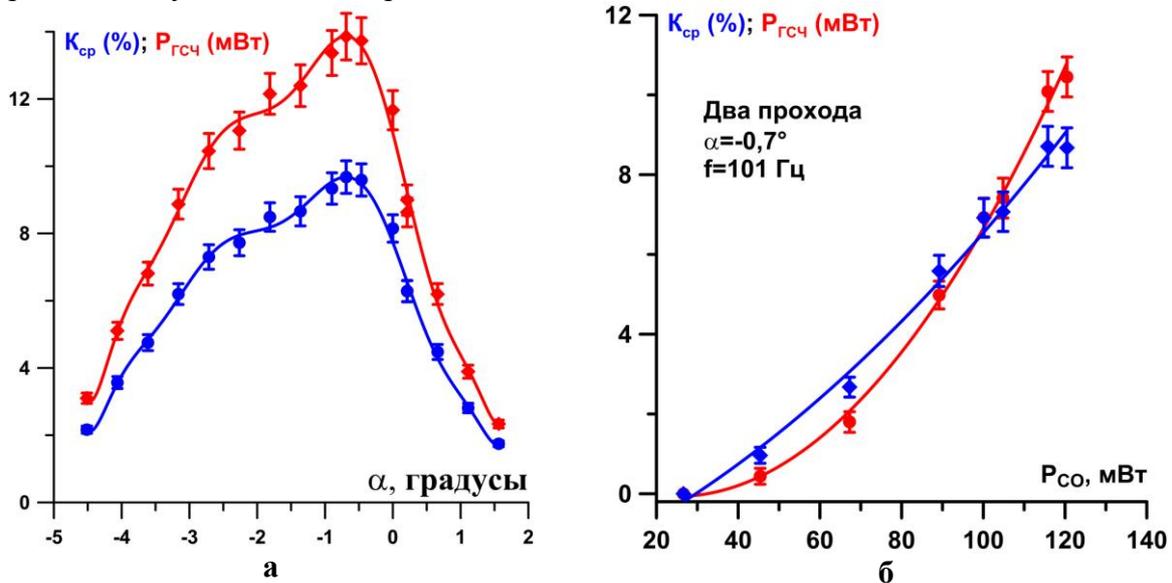


Рис. 3. Зависимости средней мощности ГСЧ ($P_{ГСЧ}$) и коэффициента преобразования (K) от угла падения излучения СО-лазера на кристалл (два прохода $\beta = 0^\circ$) (а) и от средней мощности СО лазера (б).

На рис. 4а-в представлены спектры ГСЧ для случая двух проходов при обратном луче лазера точно назад ($\beta = 0^\circ$). Для углов падения излучения СО лазера на кристалл $\alpha = 0^\circ$ и $\alpha = -1.0^\circ$ он содержал ~ 80 линий в диапазоне длин волн от 2.52 мкм до 2.75 мкм. Для $\alpha = -1.4^\circ$ он содержал уже ~ 130 линий в диапазоне длин волн от 2.52 мкм до 2.8 мкм и максимум спектра ГСЧ был смещен на 2.6 мкм.

На рис. 4г-д представлены спектры ГСЧ для случая двух проходов, при этом обратно луч лазера шел под углом $\beta \sim 1^\circ$, т.е. угол фазового синхронизма немного

отличался на втором проходе. Результаты показывают, что при угле падения $\alpha = 0^\circ$ спектр был самым узким, и число линий ГСЧ составляло ~ 55 в диапазоне длин волн от 2.52 мкм до 2.66 мкм. При угле падения $\alpha = -2.0^\circ$ спектр расширился в длинноволновую область до 2.82 мкм, число линий ГСЧ выросло до ~ 185 , а при угле падения $\alpha = -4.0^\circ$ спектр расширился до 2.92 мкм, число линий ГСЧ составляло ~ 190 .

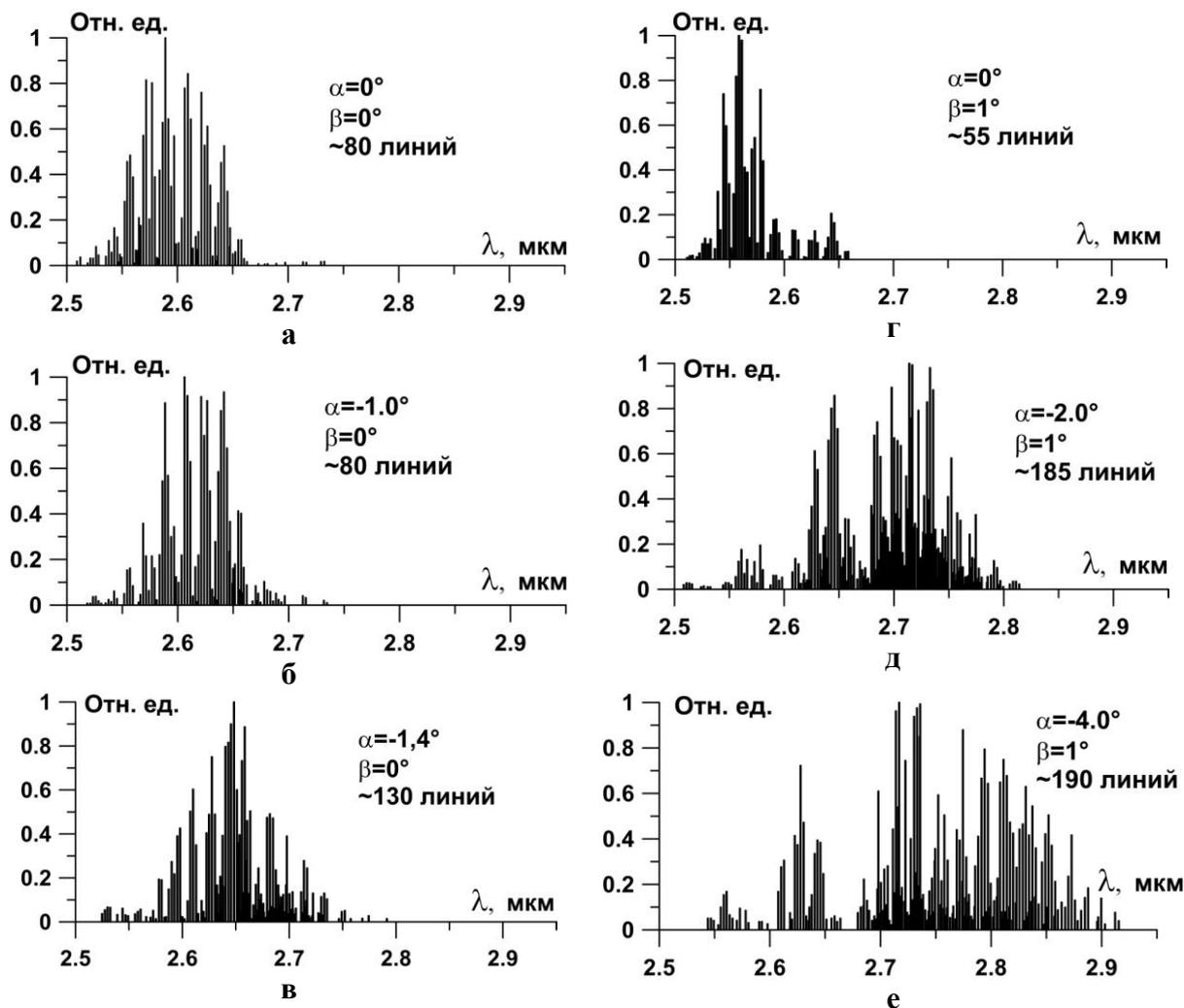


Рис. 4. Спектр ГСЧ при различных значениях угла падения излучения (α) СО лазера на кристалл ZnGeP_2 обратно под углом $\beta \sim 0^\circ$, а - $\alpha = 0^\circ$, б - $\alpha = -1.0^\circ$, в - $\alpha = -1.4^\circ$ обратно под углом $\beta \sim 1^\circ$, г - $\alpha = 0^\circ$, д - $\alpha = -2.0^\circ$, е - $\alpha = -4.0^\circ$

Таким образом, была исследована широкополосная ГСЧ в просветленном нелинейном кристалле ZnGeP_2 в двухпроходной схеме, когда излучение СО-лазера фокусировалось обратно в кристалл сферическим зеркалом. Максимальное значение коэффициента преобразования достигало $\sim 10\%$, что почти на порядок выше, чем в работе [1]. Спектр ГСЧ мог регулироваться изменением угол падения излучения СО-лазера на кристалл ZnGeP_2 в диапазоне длин волн от 2.52 мкм до 2.92 мкм.

Работа поддержана грантом РФФ № 22-22-20103.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.А. Ionin et al. // Laser Physics Letters. 2017. V. 14. No. 6. P. 065401.
2. А.А. Ionin et al. // 2022. Optics & Laser Technology. V. 148. P. 107777

РТ - симметрия и структура излучения мощных лазерных диодов

А.Г. Ржанов

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

Исследования по формированию и трансформации излучения мощных лазерных диодов (ЛД) с широким контактом (ШК) и квантовой ямой (КЯ) [1] при их медленной деградации, показывают довольно сложную картину модовой структуры этих лазеров [2-5]. Сюда входят такие медленно меняющиеся с течением времени характеристики активного резонатора ЛД, как внутренние потери $\alpha_{\text{внутр}}$, средняя длина когерентности излучения $L_{\text{ког}}$ и параметр нелинейной рефракции $A_{\text{нл}}$ [6], определяющий вид и устойчивость конфигурации поля в канале генерации. Было установлено, что определить выработку ресурса мощного ЛД и необходимость его замены можно по спектру и поляризации излучения [7]. Спектр излучения мощного ЛД однозначно связан с пространственной модовой структурой излучения в резонаторе и средней длиной когерентности этого излучения. В процессе деградации мощного ЛД эти характеристики излучения меняются, что открывает возможность контролировать необходимое время замены прибора. Измерять длину когерентности и пространственный модовый состав излучения в процессе работы лазера проблематично, а вот измерение спектра для экспресс-диагностики состояния ЛД вполне возможно. Кроме того, степень деградации прибора можно зафиксировать, проводя измерения спектров мощного ЛД при вариациях тока накачки [8].

Ранее в работах [2,3,9] были определены условия, при которых в пространственном и частотном спектрах мощного ЛД проявляются свидетельства образования пространственных каналов генерации. Это явление было наблюдаемо экспериментально [3] и описано теоретически [9]. В данной работе мы хотим дополнить приведённые ранее теоретические рассуждения и выкладки ещё одним подходом к рассмотрению многоканальной лазерной генерации с использованием формализма образования и распада РТ-симметричных модовых структур в резонаторе мощного ЛД с ШК,

Разработанный в рамках квантовой механики, формализм РТ-симметричных гамильтоновых систем некоторое время назад был успешно перенесён в оптику (см., например, [10-12]). Как известно, стационарное уравнение Шрёдингера полностью эквивалентно волновому уравнению в оптике. При этом имеются соответствующие аналоги операторов, собственных функций (СФ), собственных значений (СЗ) и параметров систем: функция потенциальной энергии - диэлектрическая проницаемость, свободный гамильтониан - поперечный оператор Лапласа и тд. Как известно, образование РТ-симметричных модовых структур возможно и в негамильтоновых системах при соблюдении условия пространственной нечётности функции усиления-потерь. В мощных ЛД с ШК это условие нечётности записывается для эффективной диэлектрической проницаемости лазерного волновода в виде [10]:

$$\varepsilon(\mathbf{r}) = \varepsilon^*(-\mathbf{r}), \quad (1)$$

где \mathbf{r} - вектор координат (в формализме моделирования ЛД - это латеральная координата у на зеркале устройства), звёздочка означает комплексное сопряжение.

Основное материальное соотношение для полупроводниковых материалов, составляющих слои лазерной структуры в рассматриваемом устройстве [1-6] после применения метода эффективного показателя преломления [13] имеет вид:

$$\varepsilon(y) = \varepsilon^0 - A_{нл} \cdot N(y) + i \cdot (B_{нл} N(y) - F), \quad (2)$$

где $\varepsilon(y)$ - эффективная комплексная диэлектрическая проницаемость планарного волновода ЛД с ШК, ε^0 - действительная часть проницаемости волновода ЛД без накачки, $N(y)$ - концентрация неравновесных носителей, $B_{нл}$ - фактор усиления среды, F - эффективная диссипация лазерного волновода (связана с внутренними потерями $\alpha_{внутр}$, средней длиной когерентности $L_{ког}$ и пороговым током ЛД $I_{пор}$).

Возможность появления в ЛД структуры распределения комплексной диэлектрической проницаемости, удовлетворяющей условию РТ-симметрии, вытекает из основного правила воздействия инжектированных в полупроводник электронно-дырочных пар на усиление и показатель преломления полупроводниковой среды: произведение вариаций этих величин всегда есть величина отрицательная [13], что соответствует для таких сред выполнению соотношений Крамерса-Кронига.

В квантовой механике гамильтонианы с комплексным потенциалом, удовлетворяющие условию (1), называются псевдоэрмитовыми [10]. Именно такой оператор может присутствовать в системе лазерного резонатора, рассматриваемого как отрезок волновода с полупрозрачными зеркалами на краях. В такой системе возможен фазовый переход, связанный с нарушением РТ-симметрии, а собственные значения уравнения Гельмгольца в случае соблюдения РТ-симметрии, оказываются действительными числами [10], что означает стационарную генерацию ЛД. В данном случае это также означает существование генерируемых мод. Таким образом, лазерная генерация подразумевает присутствие в резонаторе ЛД с ШК РТ-симметричных структур.

Запишем уравнение Гельмгольца для одного канала генерации в одномерном виде:

$$\frac{\partial^2 \psi_j(y)}{\partial y^2} + \left(\frac{\omega_j^2}{c^2} \varepsilon(y) - \beta_0^2 \right) \psi_j(y) = 0, \quad (3)$$

где $\psi_j(y)$ - СФ (пространственные поперечные моды), ω_j - СЗ (частота), j - номер поперечной моды внутри канала, c - скорость света в вакууме, β_0 - комплексная постоянная распространения, которая считается одинаковой для всех мод ЛД (резонаторная модель). В случае ЛД величина β_0 хорошо описывается выражением [14]:

$$\beta_0 = \frac{M\pi}{L} + \frac{i}{2} \left[\alpha_{int} + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) \right], \quad (4)$$

где L - длина лазерного резонатора, R_1 и R_2 - коэффициенты отражения зеркал по мощности, M - номер центральной продольной моды в спектре ЛД.

Таким образом, выбор СЗ определяет тип задачи. Резонаторная задача отличается от волноводной задачи, для которой справедлива аналогия со стационарным уравнением Шрёдингера, как раз выбором СЗ. Для того, чтобы в случае резонаторной задачи работали и аналогия, и квантовый формализм, а также были справедливы выводы, верные для волноводной задачи, надо сделать несколько необходимых предположений и обозначений, справедливых для большинства режимов работы ЛД:

1. $\omega_j = \omega_0 + \delta\omega_j$; $|\delta\omega_j| \ll \omega_0$, где ω_0 - средняя частота генерации ЛД в канале.
2. $\delta\varepsilon(y) = \varepsilon(y) - \varepsilon^0 - iF = -A_{нл} N(y) + iB_{нл} N(y)$.
3. $|\delta\varepsilon(y)| \ll \varepsilon^0$; $|\text{Im}\{\varepsilon(y)\}| \ll \text{Re}\{\varepsilon(y)\} \approx \varepsilon^0$.

$$4. \frac{\omega_0^2}{c^2} \varepsilon^0 = (\operatorname{Re} \beta_0)^2.$$

$$5. |\operatorname{Im} \beta_0| \ll \operatorname{Re} \beta_0.$$

Уравнение (3) тогда принимает вид:

$$\frac{\partial^2 \psi_j(y)}{\partial y^2} + \left(\frac{\omega_0^2}{c^2} \delta \varepsilon(y) - \operatorname{Im} \beta_0^2 \right) \psi_j(y) = \frac{2\omega_0 \varepsilon^0}{c^2} \delta \omega_j \psi_j(y), \quad (5)$$

При рассмотрении задачи резонаторного типа уравнение Гельмгольца имеет СЗ E_j и гамильтониан $H(y)$ следующего вида:

$$E_j = \frac{2\omega_0 \varepsilon^0}{c^2} \delta \omega_j, \quad (6)$$

$$H(y) = \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \left(\frac{\omega_0^2}{c^2} \delta \varepsilon(y) - \operatorname{Im} \beta_0^2 \right), \quad (7)$$

Как показано в работах [10-12], применение формализма РТ-симметричных структур в оптике приводит к следующему фундаментальному выводу. Оказывается, что точные условия РТ-симметричности могут выполняться в псевдоэрмитовых системах только для дискретного набора действительных частот. Это как раз имеет место в оптике ЛД. В уравнении (5) и в выражениях (2), (4), (6), (7), описывающих систему резонаторного типа, СЗ E_j пропорциональны действительным частотам $\operatorname{Re}(\delta \omega_j)$, образующим измеряемый спектр ЛД. Мнимая часть частот этого спектра $\operatorname{Im}(\delta \omega_j)$ при условии соблюдения РТ-симметрии равна нулю, что соответствует режиму стационарной генерации ЛД. В практических устройствах стационарная генерация мощного ЛД есть явление практически невозможное. В таких устройствах обязательно присутствуют шумовые и динамические процессы, обусловленные локальной неустойчивостью активного резонатора ЛД, тепловыми фонами и спонтанным излучением активной среды. Это означает, что стационарная генерация на конкретной поперечной моде $\psi_j(y)$ присутствует в среднем на временах, существенно больших, чем время жизни фотонов в лазерном резонаторе τ_{cn} . Таким образом, фазовый переход второго рода в активном резонаторе происходит постоянно в двух направлениях, что означает соблюдение состояния динамического равновесия в системе. Поэтому уравнение (5) с действительными СЗ (6) можно считать адекватным для описания стационарного состояния канала генерации мощного ЛД.

Для примера можно рассмотреть мнимую часть вариации эффективной диэлектрической проницаемости лазерного волновода $\operatorname{Im}\{\delta \varepsilon(y)\} = (\varepsilon(y) - \varepsilon^0)$, вызванную действием накачки, как гармоническую функцию координаты: $\operatorname{Im}\{\delta \varepsilon(y)\} \sim \sin(y/y_0)$, где y_0 - ширина канала генерации. Таким образом, каждый канал мы представляем состоящим из двух областей - с отрицательными и положительными потерями (усилением). Тогда в пределах одного канала генерации будет выполняться условие (1). Вместо синуса можно взять другую нечётную функцию. На рис. 1 схематично изображены профили действительной и мнимой частей $\varepsilon(y)$ эффективной диэлектрической проницаемости лазерного волновода, соответствующие им профили $N(y)$ концентрации носителей и $|\psi(y)|^2$ нормированных волноводных мод нулевого порядка ($j=0$). В реальных ЛД с ШК профили $N(y)$ и $\varepsilon(y)$ имеют более сложный вид,

однако для моделирования структуры вполне можно воспользоваться такими профилями, при которых существуют аналитические решения задачи (5). Например, подойдёт профиль Эпштейна, математически аналогичный потенциалу Пешля-Теллера в квантовой механике.

Таким образом, в данной работе формулируется задача для расчёта оптического поля в канале генерации ЛД с ШК с использованием формализма РТ - симметричных оптических структур.

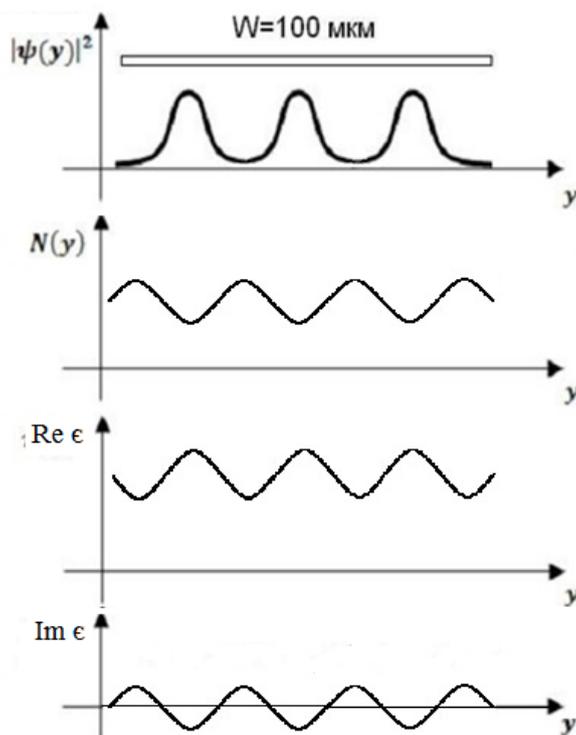


Рис. 1. Профили $|\psi(y)|^2$ волноводных мод нулевого порядка, $N(y)$ - концентрации неравновесных носителей, действительной и мнимой частей $\epsilon(y)$ эффективной диэлектрической проницаемости лазерного волновода. W - ширина активной области ЛД.

ЛИТЕРАТУРА

1. И.С. Тарасов // Квантовая электроника. 2010. Т. 40. № 8. С. 661.
2. О.И. Коваль, А.Г. Ржанов, Г.А. Соловьёв // УЗФФ МГУ. 2013. № 5. С. 135041–1.
3. В.В. Близнюк и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 12. С. 1666.
4. В.В. Близнюк и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 2. С. 225.
5. В.В. Близнюк и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 2. С. 255.
6. А.Г. Ржанов // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 2. С. 220.
7. В.В. Близнюк и др. // УЗФФ МГУ. 2016. № 5. С. 165303–1.
8. В.В. Близнюк и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 11. С. 1598.
9. A.G. Rzhanov // EPJ Web of Conferences. 2019. V. 220, P. 02013-1.
10. Зябловский А.А. et. al. // УФН. 2014. Т. 184. № 11. P. 1178.
11. Liang Feng, Ramy El-Ganainy, Li Ge // Nature Photonics. 2017. V. 11. P. 752.
12. M.-A. Miri, A. Alù // Science. 2019. V. 363(6422), No. 42. P. eaar7709.
13. Т. Tamir (Ed.) "Guided-wave optoelectronics" Berlin Heidelberg: Springer Verlag, 1988.
14. А.Г. Ржанов // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 1. С. 6.

Принципы создания оптического транзистора на основе нелинейного интерферометра Фабри-Перо в терагерцовом спектральном диапазоне

И.И. Казаков, М.С. Гусельников, С.А. Козлов

Университет ИТМО

msguselnikov@itmo.ru

Аннотация. В настоящей работе продемонстрированы принципы создания оптического транзистора на основе беззеркального нелинейного интерферометра Фабри-Перо с субмиллиметровой рабочей средой, обладающей гигантской нелинейностью в терагерцовом спектральном диапазоне. Приведены аналитические формулы для расчета параметров излучения и среды, которые обеспечивают максимальный режим усиления оптического транзистора. Определены условия, при которых режим усиления переходит в режимы би- и мультстабильности.

Введение. Известно, что нелинейные интерферометры Фабри-Перо могут быть использованы для создания элементов цифровых оптических компьютеров: оптических транзисторов и ячеек оптической памяти [1]. Это возможно, в первую очередь, за счет наличия нелинейности пропускания, в том числе его би- и мультстабильности. Такие компьютеры, как предполагалось, могут стать конкурентами электронным компьютерам благодаря более высокому быстродействию оптических нелинейных элементов. Но до сих пор такие оптические цифровые вычислительные системы так и не были созданы. Это связано, прежде всего, с тем, что малоинерционная нелинейность показателя преломления в известных оптических материалах оказалась малой для применения их в нелинейных интерферометрах.

В последнее десятилетие было сначала теоретически предсказано [2], а затем и экспериментально обнаружено [3-5], что в терагерцовом (ТГц) спектральном диапазоне целый ряд материалов обладает малоинерционной гигантской нелинейностью показателя преломления, которая в миллионы раз превосходит нелинейность этих материалов в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах спектра. В связи с этим вновь возник вопрос о возможности применения нелинейных интерферометров Фабри-Перо для устройств быстродействующей фотоники, но теперь в ТГц спектральном диапазоне. Чтобы ответить на этот вопрос, важно выяснить особенности нелинейного, в том числе би- и мультстабильного, пропускания интерферометров Фабри-Перо, сконструированных на основе сред с гигантской нелинейностью показателя преломления, в ТГц спектральном диапазоне.

В настоящей публикации дан анализ особенностей работы нелинейного интерферометра Фабри-Перо при использовании материалов с гигантской нелинейностью в ТГц диапазоне спектра в качестве рабочей среды. Показано, что из-за высокого линейного показателя преломления этих материалов возможно реализовать эффективный нелинейный интерферометр в беззеркальном исполнении (используя большое Френелевское отражение), а также обеспечить его малые продольные размеры. Определены условия для установления режимов транзисторного усиления, би- и мультстабильного пропускания нелинейного интерферометра Фабри-Перо с тонкой пластинкой ниобата лития в качестве активной среды. Показано, что режим максимального усиления наблюдается при толщинах материала, соответствующих наибольшему пропусканию. Приведено аналитическое выражение для расчета эффективных толщин рабочей среды, обеспечивающих максимальное усиление. Показано, что их величина определяется энергетическим коэффициентом отражения и номером участка бистабильности. Получена аналитическая формула для расчета

коэффициента усиления нелинейного интерферометра Фабри-Перо в транзисторном режиме работы.

Основная часть. Высокий линейный показатель преломления n_0 рабочей среды за счет большой рефракции позволяет исключить из схемы интерферометра Фабри-Перо зеркала и использовать только Френелевское отражение на границах раздела сред. Это существенно облегчает процесс изготовления подобных устройств. В ТГц диапазоне спектра n_0 для, например, кристалла ниобата лития в 2-3 раза больше, чем в оптическом диапазоне (порядка 5-6 единиц). Чтобы исключить нежелательные эффекты, связанные с дифракцией и дисперсией излучения в веществе, рабочая среда интерферометра должна быть достаточно тонкой – порядка длины волны. Однако при малой нелинейности вещества малой толщины будет недостаточно для обеспечения нелинейности пропускания. К счастью, недавние исследования показали, что ряд материалов в ТГц диапазоне спектра обладает гигантской нелинейностью – на порядки большей, чем в видимом и инфракрасном диапазонах. В частности, таким материалом является и ниобат лития. Это обуславливает возможность создания на его основе ТГц беззеркального нелинейного интерферометра Фабри-Перо.

Можно показать, что в случае, когда геометрическая толщина рабочей среды достаточно мала (порядка длины волны), функция пропускания беззеркального нелинейного интерферометра Фабри-Перо для терагерцового излучения может быть представлена в квазимонохроматическом приближении [6]

$$I_t = I_0 \left[1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2 \left(L_n n_0 + \frac{3(1+R)}{2(1-R)} L_n n_2 I_t \right) \right]^{-1}, \quad (1)$$

где I_t и I_0 – интенсивности выходного и входного излучения, соответственно, R – энергетический коэффициент отражения среды, $L_n = 2\pi L/\lambda$ – ее эффективная толщина, L – толщина материала, λ – длина волны входного излучения, n_0 – линейный показатель преломления среды, n_2 – коэффициент нелинейного показателя преломления среды.

На рисунке 1 приведены результаты моделирования функции пропускания (1) для тонкой пластинки ниобата лития с коэффициентом R равным 0.548 (определяется Френелевским отражением) при разных эффективных толщинах нелинейной среды интерферометра. При уменьшении L_n зависимость выходного излучения от входного стремится к кривой, характерной для режима усиления в транзисторе. Затем, проходя через некоторое пороговое значение около 20 единиц, нелинейный интерферометр Фабри-Перо переходит в режим бистабильности, который при определенных условиях может чередоваться с режимом мультистабильности.

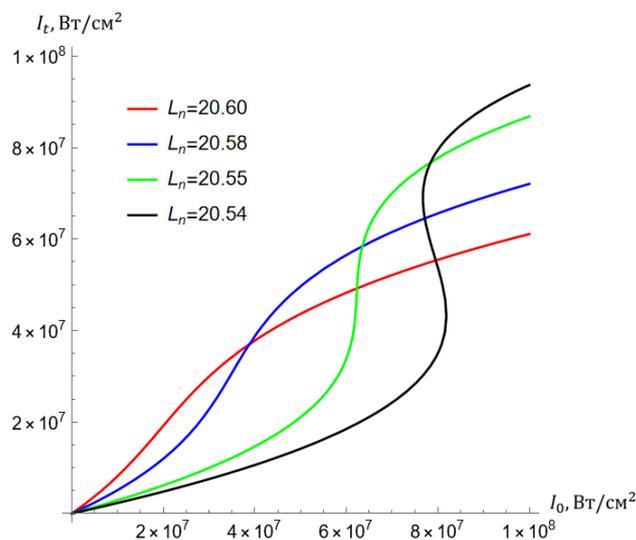


Рис. 1. Зависимость выходной интенсивности от интенсивности излучения на входе для беззеркального нелинейного интерферометра Фабри-Перо при разных эффективных толщинах L_n рабочей среды, изготовленной из кристалла ниобата лития с энергетическим коэффициентом отражения $R = 0.548$: 20.6 (красная кривая), 20.58 (синяя кривая), 20.55 (зеленая кривая), 20.54 (черная кривая).

Показано, что интересующий нас «транзисторный» режим усиления слабого сигнала наиболее эффективен вблизи резонансных толщин интерферометра. В таком случае его функция пропускания представляется в упрощенном виде

$$I_t = I_0 \left[1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \left(L_n n_0 + \frac{3}{2} \frac{1+R}{1-R} L_n n_2 I_t \right)^2 \right]^{-1}, \quad (2)$$

а коэффициент усиления имеет форму

$$G = [I + (I + \theta)^2 + 2I(I + \theta)]^{-1}, \quad (3)$$

где $\theta = 2\sqrt{R(L_n n_0 - \pi Z)/(1-R)}$, Z – порядковый номер участка бистабильности, $I = 3\sqrt{R(1+R)L_n n_2 I_t/(1-R)^2}$.

Максимальное значение коэффициента усиления (3) достигается при эффективных толщинах материала равных

$$L_n = \frac{1}{n_0} \left(-\sqrt{3} \frac{1-R}{2\sqrt{R}} + \pi Z \right). \quad (4)$$

На рисунке 2 представлен вид функции пропускания нелинейного интерферометра Фабри-Перо для максимального режима усиления при $L_n = 20.55$, $\lambda = 0.3057$ мм, $Z = 44$ и $R = 0.548$. В таком случае усиление происходит в диапазоне входных интенсивностей от $5.6 \cdot 10^7$ до $7.2 \cdot 10^7$ Вт/см². Важно заметить, что ТГц импульсы такой интенсивности не сложно сгенерировать в лабораторных условиях. Если под малым углом к подобному импульсу пустить слабое ТГц излучение, то оно будет усилено в режиме транзистора.

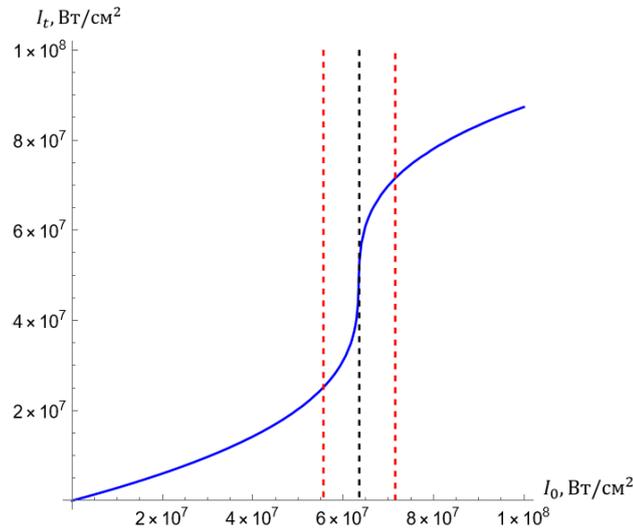


Рис. 2. Режим усиления излучения в беззеркальном нелинейном интерферометре Фабри-Перо с тонкой пластинкой ниобата лития длиной 1 мм (энергетический коэффициент отражения $R = 0.548$) в качестве активной среды для терагерцового излучения с длиной волны 0.3057 мм.

Заключение. В настоящей работе сформулированы основные принципы создания оптического транзистора на основе нелинейного интерферометра Фабри-Перо при использовании в качестве рабочей среды материалов с гигантской нелинейностью в ТГц диапазоне спектра. При выборе рабочей среды интерферометра необходимо

подбирать материалы с высоким линейным показателем преломления в ТГц диапазоне. Это позволит отказаться от использования зеркал в схеме, что существенно упростит процесс производства. Одним из таких материалов, в частности, является кристалл ниобата лития. Чтобы избежать нежелательного влияния дифракционных и дисперсионных эффектов, геометрическая толщина материалов должна составлять доли миллиметров. На практике малые толщины возможно обеспечить за счет высокого линейного показателя преломления и гигантского коэффициента нелинейного показателя преломления ряда материалов в ТГц диапазоне. Малая толщина также позволяет производить расчеты в приближении квазимонохроматического излучения, что существенно упрощает процесс вычислений. Показано, что в ТГц диапазоне для нелинейного беззеркального интерферометра Фабри-Перо возможно обеспечение режима усиления при достижимых в лабораторных условиях интенсивностях (порядка 10^7 Вт/см²). Показано, что по мере уменьшения эффективной толщины рабочей среды происходит переход между его транзисторным и бистабильным режимами. Для обеспечения постоянного режима усиления эффективная толщина должна находиться в диапазоне резонансных значений, где пропускание интерферометра максимально. Приведена аналитическая формула для расчета этих значений. Показано, что для обеспечения требуемых толщин необходимо с высокой точностью (до третьего знака после запятой) учитывать энергетический коэффициент отражения материала и номер участка бистабильности. Получено выражение для расчета коэффициента усиления оптического транзистора. Показано, что его настройка обеспечивается варьированием величины индуцированного нелинейного показателя преломления, геометрической толщины рабочей среды и номера участка бистабильности.

ЛИТЕРАТУРА

1. H.M. Gibbs. "Optical Bistability: Controlling Light with Light" NY.: Academic Press, 1985.
2. K. Dolgaleva et al. // Phys. Rev. A. 2015. V. 92. No 2. P. 023809.
3. A.N. Tsyupkin et al. // Opt. Express. 2019. V. 27. No 8. P. 10419.
4. F. Novelli et al. // Appl. Sci. 2020. V. 10. No 15. P. 5290.
5. K.J. Garriga Francis, M.L. Pac Chong, Y.E, X.-C. Zhang. // Opt. Lett. 2020. V. 40. No 20. P. 5628.
6. R.W. Boyd. "Nonlinear Optics" San Diego: Academic Press, 2008.

Модуляция излучения СО лазера электрооптической ячейкой на основе сегнетоэлектрического жидкого кристалла

Ю.М. Климачев, А.Ю. Козлов, Д.В. Сеницын, О.А. Рулев,
Е.П. Пожидаев, А. В. Кузнецов, А. А. Жукович-Гордеева, М. В. Минченко
Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия
klimachevym@lebedev.ru

Известно, что СО и СО₂ лазеры с ВЧ накачкой уже активно используются в промышленных лазерных технологиях, в частности, при резке различных стекол и не только по прямой линии, сверлении отверстий, разметки керамики, трехмерной печати на стекле [1, 2]. Необходимо отметить, что в указанных работах использовались ВЧ СО и СО₂ лазеры, работающие в режиме свободной генерации с импульсно-периодическим ВЧ разрядом, позволяющим получать импульсы длительностью несколько сотен микросекунд. Однако, при использовании более коротких импульсов (~1 мкс) СО₂ лазеров с модуляцией добротности резонатора (МДР) получают значительно более аккуратные отверстия при лазерном сверлении [3]. Если на данный момент МДР в ВЧ СО₂ лазерах реализована за счет использования компактного акустооптического модулятора [4], то для ВЧ СО лазеров этот вопрос решен только с помощью внешнего оптического резонатора с вращающимся зеркалом [5].

Задачей представленной работы является исследование возможности создания компактного модулятора добротности для ВЧ СО лазеров с использованием электрооптической ячейки на основе негеликоидального сегнетоэлектрического жидкого кристалла СЖК-497 [6, 7].

Эксперименты проводились с использованием криогенного импульсно-периодического щелевого ВЧ СО лазера, подробно описанного в [8]. Лазер использовался в режиме непрерывной генерации на основных переходах молекулы СО с мощностью до ~10 Вт. Спектр излучения лазера состоит из 15 линий в диапазоне 5.1÷5.6 мкм (см. рис. 1). На рис. 1 представлено также пропускание в диапазоне длин волн от 3 до 6.5 мкм электрооптических ячеек с жидким кристаллом СЖК-497 разной толщины, полученное с помощью Фурье-спектрометра АФ-3. Ячейка из плоскопараллельных пластин ВаF₂ с толщиной слоя СЖК-497 1.7 мкм использовалась для измерения светопропускания самого жидкого кристалла в неполяризованном ИК излучении. Данный эксперимент показал, что в диапазоне генерации использованного СО лазера этот жидкий кристалл не поглощает. Пропускание электрооптической ячейки из кремниевых плоскопараллельных пластин толщиной 0.4 мм при толщине слоя СЖК-497 20 мкм измерялось для определения возможности ее использования в качестве электроуправляемой полуволновой пластинки для модуляции ИК излучения. Для получения пространственно-однородной (монодоменной) ориентации СЖК-497 в электрооптической ячейке использовали натёртый слой полиимида ПМДА-ОДА [7] толщиной около 40 нанометров, нанесённый на поверхность кремниевых пластин и ограничивающий слой жидкого кристалла в электрооптической ячейке. Ячейка помещалась в Фурье-спектрометр АФ-3 между двумя скрещенными поляризаторами с возможностью вращения вокруг направления ИК излучения. Этот эксперимент показал, что максимальное и минимальное светопропускание ячейки отличаются в 10 раз при повороте ячейки на 44 градуса. Полученный результат с хорошей точностью соответствует приближению классической кристаллооптики в пренебрежении эффектами вращения плоскости поляризации света и светорассеяния, согласно которому наибольшее различие максимального и минимального светопропускания имеет место при повороте главной оптической оси кристалла на 45 градусов [9]. При

этом важно, что максимальное светопропускание электрооптической ячейки наблюдается в спектральном диапазоне генерации использованного СО лазера (рис. 1).

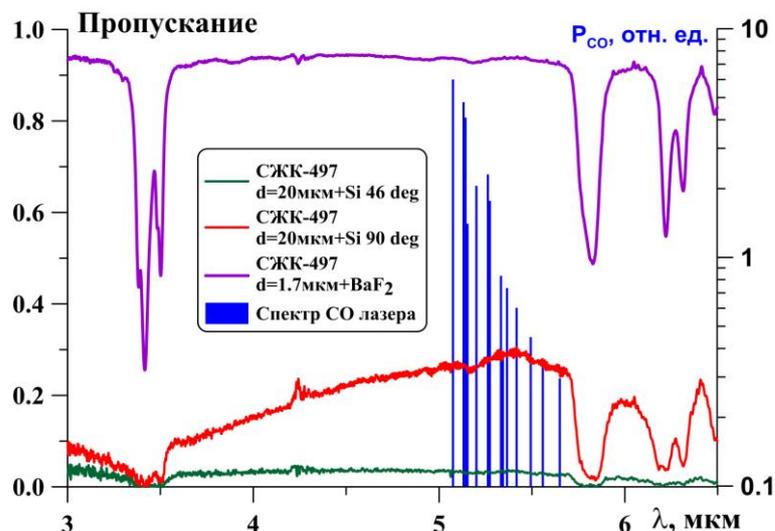


Рис. 1. Спектр СО лазера (P_{CO}), а также пропускание в диапазоне длин волн от 3 до 6.5 мкм ячеек разной толщины с СЖК-497.

Оптическая схема экспериментов по модуляции излучения СО лазера с помощью электрооптической ячейки на основе негеликоидального сегнетоэлектрического жидкого кристалла СЖК-497 представлена на рис. 2.

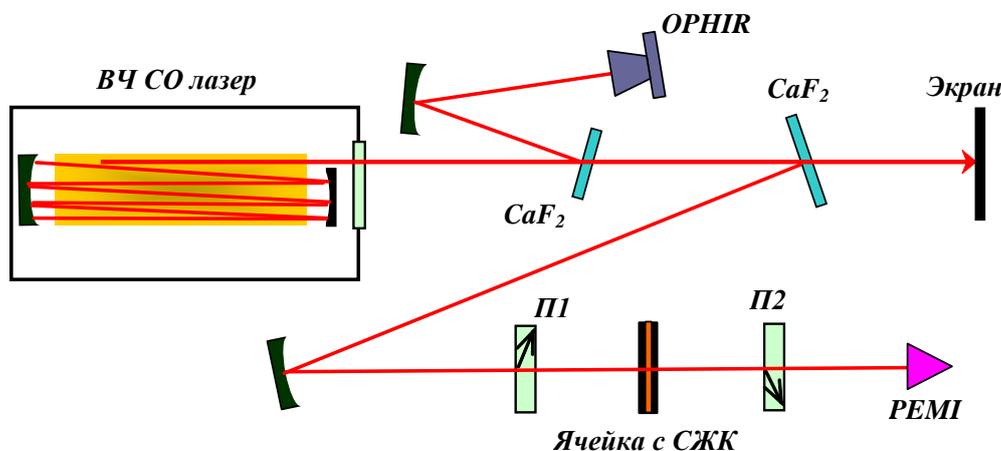


Рис. 2. Оптическая схема экспериментов.

Для контроля мощности СО лазера часть его излучения ($\sim 5\%$) с помощью плоскопараллельной пластинки из CaF_2 направлялась на сферическое зеркало (радиус кривизны $R = 1$ м) и фокусировалось на измеритель мощности Ophir-3A. Для экспериментов по исследованию модуляции излучения СО лазера использовалась также только часть излучения ($\sim 5\%$), отводимого второй плоскопараллельной пластинкой из CaF_2 . С помощью сферического зеркала ($R = 1$ м) излучение направлялась на фотодетектор (РЕМ1-10.6, временное разрешение 1 нс). На пути этого луча устанавливались два скрещенных ИК поляризатора П1 и П2, а между ними – упомянутая выше электрооптическая ячейка на кремниевых подложках, между которыми находился слой СЖК-497 толщиной 20 мкм. На рисунке 3 представлена характерная осциллограмма подаваемого на ячейку знакопеременного прямоугольного

напряжения скважностью 4:1, а также обработанные зависимости с этой осциллограммы (б) с указанием полученных времен включения τ_{on} и выключения τ_{off} оптической ячейки, разброса напряжения на ней U и частоты модуляции f .

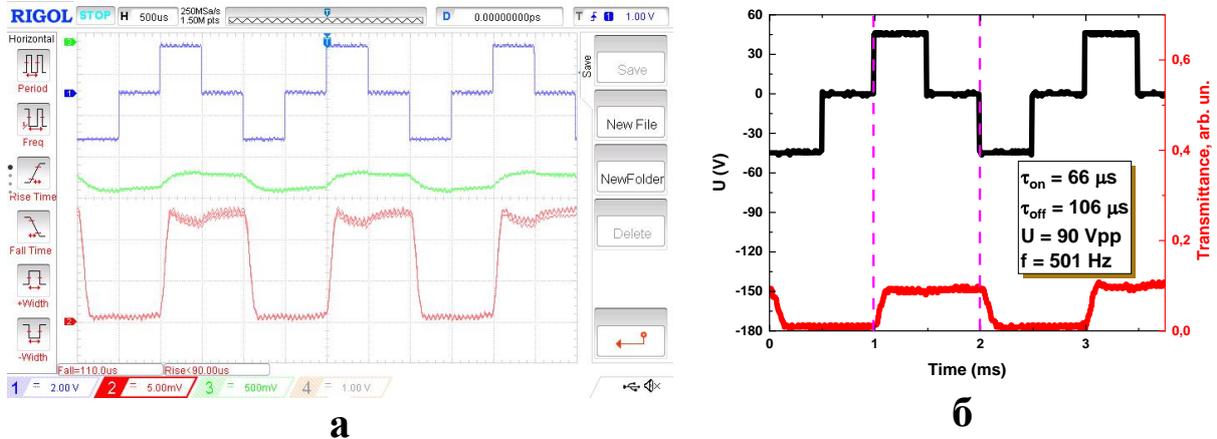


Рис. 3. Характерная осциллограмма (а), подаваемого на ячейку напряжения (верхняя кривая), переносимого в ячейке заряда (средняя кривая) и сигнала с фотодетектора (нижняя кривая); а также обработанные зависимости с этой осциллограммы (б) с указанием определенных времен включения τ_{on} и выключения τ_{off} оптической ячейки, разброса напряжения на ней U и частоты модуляции f (б).

На рис. 4. представлены в программной среде Origin-2019 осциллограммы подаваемого на ячейку напряжения и сигнала с фотодетектора для двух вариантов скважности приложенного напряжения 8:1 и 2:1. Анализируя представленные результаты, можно отметить, что модулятор проявляет эффект бистабильности, то есть, после выключения приложенного напряжения запоминаются минимальное и максимальное состояния светопропускания. Длительность времени включения электрооптической ячейки составила 145 мкс, а выключения 150 мкс (рис. 4а). Наблюдается также эффект мультистабильности: запоминается любое состояние светопропускания выше минимально возможного, как на рис. 3б.

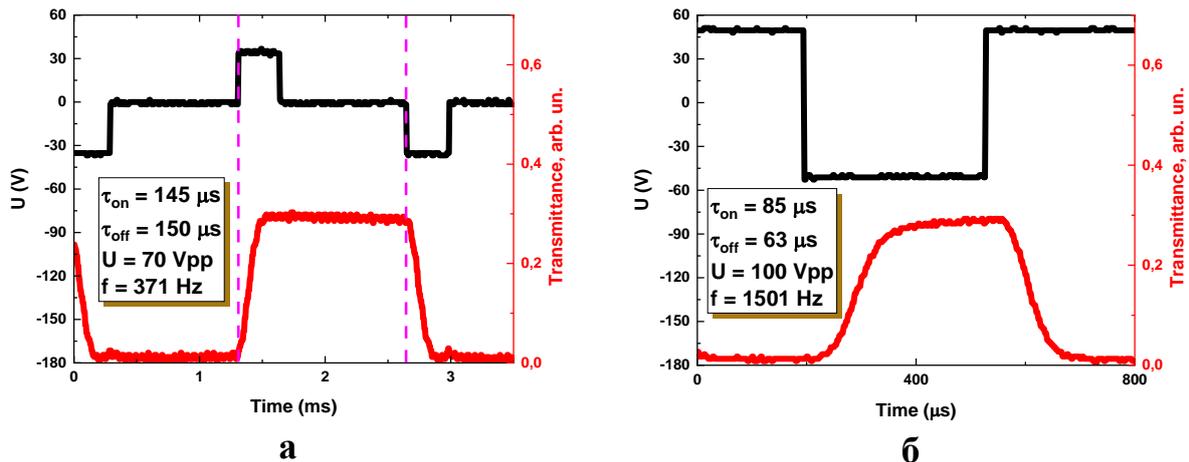


Рис. 4. Представленные в программной среде Origin-2019 осциллограммы подаваемого на ячейку напряжения (верхние кривые) и сигнала с фотодетектора (нижние кривые) для двух вариантов скважности приложенного напряжения: (а) скважность 8:1, (б) скважность 2:1.

Время электрооптического отклика, измеренное по критерию $\tau_{0.1 - 0.9}$, в первом приближении обратно пропорционально напряжению V_{op} , приложенному к слою СЖК (рис. 5), что свойственно для негеликоидальных сегнетоэлектрических жидких

кристаллов. При напряжённости электрического поля $E_{op} = \pm V_{op} / d = \pm 2.5$ Вольт/мкм (здесь d – толщина слоя СЖК, а V_{op} -амплитуда напряжения, измеряемая от нуля до амплитудного значения) время включения электрооптической ячейки $\tau_{0.1-0.9}^{on} = 85$ мкс и выключения $\tau_{0.1-0.9}^{off} = 63$ мкс удалось получить при модуляции с помощью знакопеременного прямоугольного напряжения при $V_{op} = \pm 50$ Вольт, со скважностью 2:1 (рис. 4б).

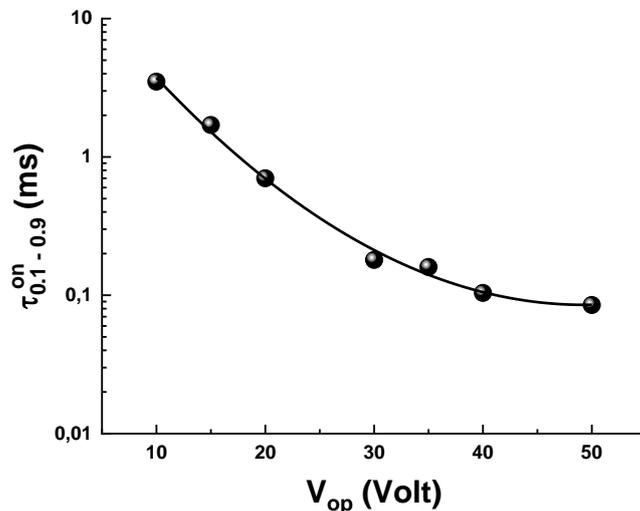


Рис. 5. Зависимость времени $\tau_{0.1-0.9}^{on}$ электрооптического отклика от напряжения V_{op} , приложенного к ячейке.

В целом, электрооптическое поведение жидкокристаллического сегнетоэлектрического модулятора излучения среднего ИК-диапазона идентично таковому в видимой области спектра [10]. Однако, при $|E_{op}| > 2.5$ Вольт/мкм в электрооптической ячейке возникают зарядовые неустойчивости, блокирующие электрооптическую модуляцию, не позволяющие достичь характерных для СЖК-497 значений времени электрооптического отклика 10 - 15 мкс при $|E_{op}| \approx 10$ Вольт/мкм, как при использовании стандартных ИТО-подложек в электрооптических модуляторах видимого диапазона [6, 10]. Физическая природа этих неустойчивостей пока не ясна, а их причиной являются кремниевые подложки ячейки, прозрачные в среднем ИК-диапазоне, но ограничивающие предельную частоту электрооптической модуляции.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Held // Laser Technik Journal. 2016. V.13. No 3. P. 15.
2. C. Shi et al. // Proc. SPIE. 2019. V. 10911. P. 109110M.
3. S. Gräf et al. // Optics and Lasers in Engineering. 2015. V. 66. P. 152
4. Diamond Cx-10LQS Q-Switched CO₂ Lasers. Coherent, Inc., 2023. https://www.coherent.com/content/dam/coherent/site/en/resources/datasheet/lasers/COHR_DiamondCx-10LQS_DS_0118_3.pdf
5. A. A. Ionin et al. // Applied Physics B. 2018. V. 124. No 9. P. 173
6. E. Pozhidaev et al. // Jpn. J. Appl. Phys. 2006. V. 45. P. 875
7. A. Kaznacheev et al. // Phys. Rev. E. 2018. V. 97. P. 042703
8. A.A. Ionin et al. // Infrared Physics & Technology. 2022. V. 120. P. 103921.
9. M. Born and E. Wolf "Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light" 7th ed. (Cambridge University Press, New York). 1999.
10. E. P. Pozhidaev and V. G. Chigrinov. Crystallogr. Rep. 2006. V. 51. P. 1030

Возможность формирования квантового фантомного изображения с помощью направленного ответвителя

Р. Сингх

Независимый исследователь

по квантовой оптике и квантовым изображениям

Эл. почта: ranjit.singh@mail.ru

Пусть в волноводах с квадратичной нелинейностью $\chi^{(2)}$ распространяются плоские, монохроматические, стационарные моды с накачкой \hat{a}_2 на частоте 2ω и 2 моды \hat{a}_1 рождаются на частотах ω , то есть, реализуется вырожденный параметрический процесс, а в линейном волноводе $\chi^{(1)}$ мода \hat{b}_1 на частоте ω в когерентном состоянии (Рис. 1). Операторное уравнение для мод опускается, так как она не истощается, а для мод и имеет вид [1]:

$$\frac{d\hat{b}_1}{dL} = -i\hat{a}_1, \frac{d\hat{a}_1}{dL} = -i(2\gamma\hat{a}_1^+A_2 + \hat{b}_1) \quad (1)$$

Где $\gamma = g_2/g_1$ – соотношение нелинейного и линейного коэффициентов связей; $L = g_1t$ – приведенная длина взаимодействия; A_2 – амплитуда неистощимой моды накачки. Систему операторных уравнений (1) можно решить аналитически с помощью, например, преобразования Лапласа. Вычислены квантовые корреляционные коэффициенты 2го порядка между модами \hat{a}_1 и \hat{b}_1 в случае, когда они находились в вакуумном и когерентном состояниях.

Предложена схема формирования квантовых фантомных изображений с помощью направленного ответвителя. Анализ коэффициентов корреляции между модами и показал, что они становятся коррелированными (). Рассматриваемый направленный ответвитель потенциально может стать кандидатом в качестве формирования квантовых фантомных изображений [2].

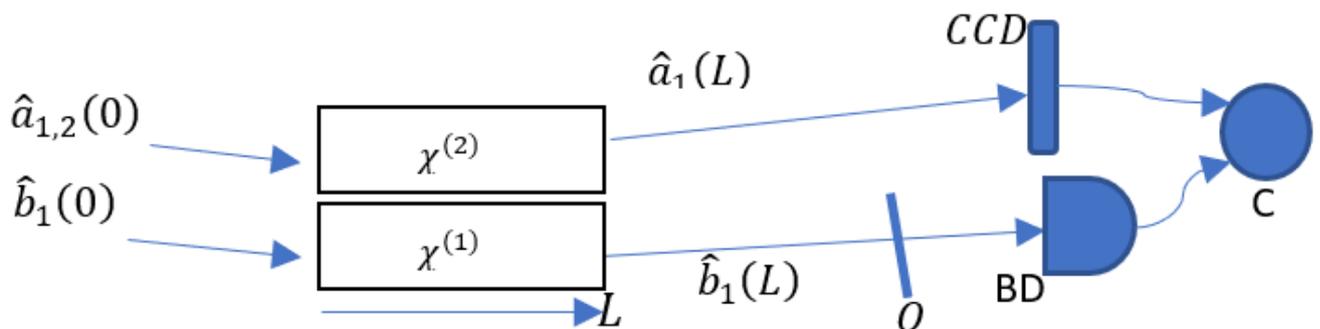


Рис.1. Схема формирования квантового фантомного изображения с помощью направленного ответвителя. В волноводе с квадратичной нелинейностью $\chi^{(2)}$ реализуется вырожденный спонтанный параметрический процесс и распространяются моды a_1 и a_2 на частотах ω и 2ω , а в линейном волноводе $\chi^{(1)}$ мода b_1 на частоте ω в когерентном состоянии; в прозрачном нелинейном кристалле с квадратичной нелинейностью $\chi^{(2)}$ пары фотонов накачки моды a_2 преобразуются в пары сигнального и холостого фотонов моды a_1 ; фотоны моды b_1 освещают объект O и фотоны моды b_1 матрицу фотодетекторов CCD в восстанавливающем канале; BD — интегрирующий детектор в объектном канале; C — коррелятор интенсивностей (схема совпадений).

Теоретически рассмотрена возможность формирования квантовых фантомных изображений с помощью направленного ответвителя в случае, когда линейный и нелинейный волноводы взаимодействуют и расположены параллельно. Изучены квантовые корреляционные характеристики, когда вырожденный спонтанный параметрический процесс идет в нелинейном волноводе, а в линейном волноводе распространяется мода в когерентном состоянии. Установлено, что фотоны моды из нелинейного и линейного волноводов становятся коррелированными и могут стать потенциальным кандидатом в качестве формирования квантовых фантомных изображений.

ЛИТЕРАТУРА

1. J Perina and J Perina Jr. Quantum Semiclass. Opt. V.7, N.4, p.541, 1995. DOI 10.1088/1355-5111/7/4/011
2. Квантовое изображение; под ред. М. И. Колобова ; пер. с англ. Т. Ю. Голубевой под. ед. А. С. Чиркина. - Москва : Физматлит, 2009.