

Г.С. Митюрин¹, П.А. Хило², А.Н. Сердюков¹

¹УО «Гомельский государственный университет
имени Франциска Скорины», Гомель, Беларусь

²УО «Гомельский государственный технический университет
имени П.О. Сухого», Гомель, Беларусь

**ФОТОДЕФЛЕКЦИОННЫЙ ОТКЛИК ОТ ПЕРИОДИЧЕСКИ
ПОЛЯРИЗОВАННОГО НЕЛИНЕЙНОГО КРИСТАЛЛА,
ОБЛУЧАЕМОГО БЕССЕЛЕВЫМ СВЕТОВЫМ ПУЧКОМ**

Воздействие мощного лазерного излучения на кристаллические среды позволяет существенно расширить область применения фотоакустических мето-

дов исследования вещества [1–4]. Рассмотрению нелинейных режимов импульсной генерации звука посвящено достаточно большое число публикаций [5–10], однако интерес к практическим вопросам нелинейной фотоакустики не ослабевает.

Нелинейное взаимодействие световых волн в периодически поляризованных структурах, как отмечается в [11, 12], обладает большими потенциальными возможностями для эффективной генерации второй гармоники, а также для реализации параметрических эффектов генерации волн суммарной и разностной частот. Разработке параметрического генератора света на основе веерных периодически поляризованных структур ниобата лития с плавной перестройкой длины волны излучения посвящена работа [13]. Здесь же рассмотрена возможность использования генератора света в лазерном оптико-акустическом газоанализаторе медицинского назначения.

Целью настоящей работы является изучение особенностей фототермического преобразования бесселевых световых пучков (БСП) в нелинейных периодически поляризованных кристаллах и установление зависимости величины углов фотодефлексии от теплофизических и диссипативных параметров нелинейной среды и пространственного распределения светового поля.

Рассмотрим нормальное падение амплитудно-модулированного на частоте Ω бесселевого светового пучка на периодически поляризованный нелинейный кристалл, вырезанный перпендикулярно оси третьего порядка [111]. В соответствии с [14] вдоль оси третьего порядка кристаллов кубической симметрии может возникать генерация второй гармоники. Автором [15] исследованы особенности удвоения частоты бесселевых световых пучков при квазисинхронном взаимодействии световых пучков в периодически поляризованных кристаллах. Были рассмотрены кристаллические образцы с идеальной периодической структурой, состоящей из противоположно поляризованных доменов, толщины которых равны когерентной длине, а эффективные коэффициенты нелинейной связи меняют знак при переходе от одной области к другой. В нашем случае предполагается, что волна основной частоты распространяется в области прозрачности кристалла, а амплитудно-модулированное излучение второй гармоники интенсивно поглощается. Ситуация, реализующая, например, в кристаллах типа силленитов, германате висмута, силикате висмута, которые прозрачны для излучения рубинового лазера ($\lambda \approx 0,694$ мкм), но интенсивно поглощают излучение на частоте второй гармоники [16]. Следует отметить, что реализация условий фазового синхронизма в гиротропных кристаллах кубической симметрии возможна, как показано в [14], благодаря явлению естественной или вынужденной (эффект Фарадея) оптической активности кристалла. Наличие, кроме этого, в нелинейных кристаллах периодической доменной структуры позволяет реализовать режим квазисинхронизма [15], что ведет к эффективной генерации излучения на удвоенной частоте.

Таким образом, фотоакустический сигнал возникает в кристаллической пространственно поляризованной пластинке вследствие поглощения модулированного по амплитуде бесселевого светового пучка на частоте второй гармоники. Под воздействием пучка света исследуемый неоднородный образец периодически нагревается модулированным излучением, что приводит к возбуждению термоакустических колебаний поверхности, освещаемой поляризационными модами БСП. Это приводит к отклонению зондирующего пучка на угол дефлексии (рассматривается случай трансверсальной геометрии взаимодействия возбуждающего и зондирующего пучков (рисунок 1)), величина которого зависит от термоупругих, нелинейных, оптических и дихроичных свойств исследуемого образца, а также поляризационных и энергетических параметров бесселевых световых пучков.

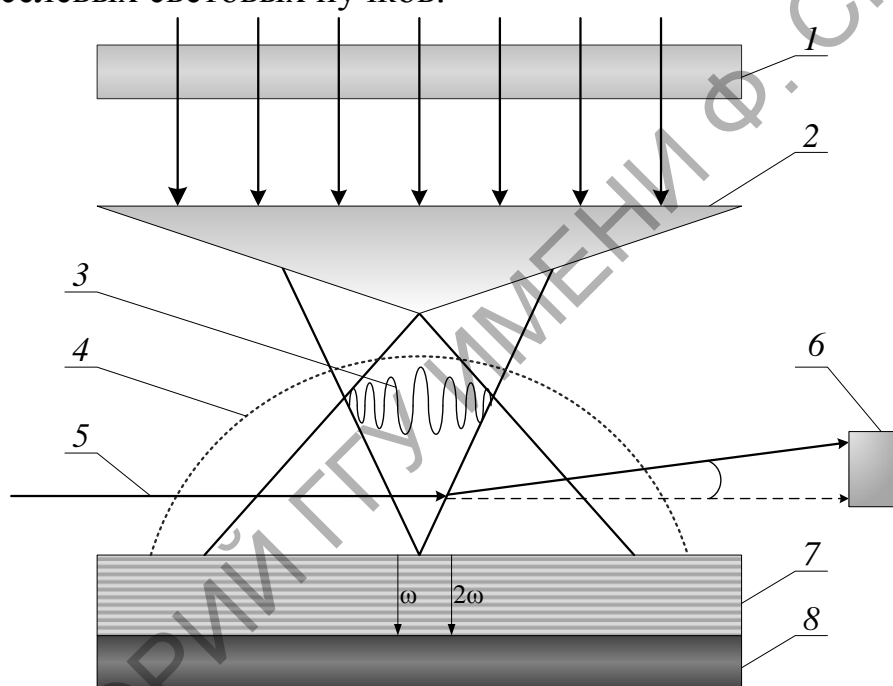


Рисунок 1 – Схема регистрации фотодефлекционного сигнала;
 1 – модулятор; 2 – аксикон; 3 – БСП; 4 – «термическая» линза;
 5 – зондирующий луч; 6 – позиционно-чувствительный фотодетектор;
 7 – нелинейный периодически поляризованный кристалл; 8 – подложка

Пусть мощный БСП основной частоты распространения вдоль оси третьего порядка [111], совпадающей с осью Oz , электрическое поле которого $E_1(\rho, z)$ задается соотношением:

$$E_1(\rho, z) = A_1(z) J_0(q_1, \rho) e^{ik_{1z}z}, \quad (1)$$

где $J_0(q_1, \rho)$ – функция Бесселя первого рода нулевого порядка, $q_1 = k_1 \sin \gamma$ – поперечная составляющая волнового вектора \vec{k}_1 на основной частоте, γ – угол

конусности БСП (половинный угол при вершине конуса волновых векторов), $k_{1z} = \sqrt{k_1^2 - q_1^2}$ – продольная компонента волнового вектора. Из-за квадратичной периодической нелинейности в кристалле формируется область нелинейной поляризуемости на частоте второй гармоники 2ω , причем на удвоенной частоте происходит интенсивное поглощение.

Электромагнитное поле второй гармоники представим в виде ряда Фурье-Бесселя

$$E_2(\rho, z) = \sum_{m=1}^M A_{2m}(z) J_0(q_{2m}, \rho) e^{ik_{2m}z}, \quad (2)$$

где q_{2m} – поперечная компонента волнового вектора \vec{k}_2 на частоте второй гармоники, k_{2m} – волновое число волны удвоенной гармоники, $m = 1, 2, 3 \dots, M$, M – общее число генерируемых мод, $A_{2m}(z)$ – амплитуда поля на удвоенной частоте. В соотношении (2) введены нормированные функции Бесселя

$$j_0(q_{2m}, \rho) = \begin{cases} \frac{J_0(q_{2m}, \rho)}{\sqrt{\pi R_{2m}} J_1(q_{2m}, R_B)}, & \text{при } \rho < R_B, \\ 0, & \text{при } \rho \geq R_B. \end{cases} \quad (3)$$

При $\rho = R_B$ и $q_{2m} R_B = (m - 0,25)\pi$ функция Бесселя обращается в нуль, то есть согласно (2), (3) поле $E_2(\rho, z)$ представляет собой разложение по модам цилиндрической области радиусом R_B .

В (3) $J_1(q_{2m}, R_B)$ – функция Бесселя первого порядка, $R_B = (m\pi - \pi/4)q_{2m}^{-1}$ – радиус локализованного излучения бесселевого светового пучка. Из (3) также следует условие нормировки

$$2\pi \int_0^{R_B} J_0^2(q_{2m}, \rho) \rho d\rho = 1. \quad (4)$$

Удобство нормировки (4) состоит, в частности, в возможности описания нелинейного взаимодействия в кристаллах единым интегралом перекрытия взаимодействующих мод БСП.

Процесс генерации второй гармоники в поглощающих кристаллах может быть описан системой укороченных уравнений (см., например, [15, 17])

$$\begin{cases} \frac{dE_1(\rho, z)}{dz} = i\sigma_1 E_2(\rho, z) E_1^*(\rho, z) e^{i\Delta k_z z}, \\ \frac{dE_2(\rho, z)}{dz} + \delta_2 E_2(\rho, z) = i\sigma_2 E_1^2(\rho, z) e^{-i\Delta k_z z}, \end{cases} \quad (5)$$

где δ_2 – коэффициент линейного поглощения волны второй гармоники, $\sigma_{1,2} = 2\pi^2 d_Q / (\lambda n_{1,2})$ – коэффициент нелинейной связи волн, $d_Q = 2d_{eff} / (\pi s)$ – перенормированный параметр квадратичной нелинейности, s – порядок квазисинхронизма для сред, обладающих периодичностью (в нашем случае $s = 1$), d_{eff} – значение эффективной квадратической нелинейности, $\Delta k_z = k_{2m} - k_1 - sK$ – фазовая расстройка волны для продольных компонент бесселевых световых пучков, $K = 2\pi / \Lambda$, Λ – период доменной структуры.

Представляя поля посредством рядов Фурье, несложно преобразовать систему уравнений (5) для амплитуд взаимодействующих волн в следующем виде:

$$\begin{cases} \frac{dA_1}{dz} = i\sigma_1 A_1^* \sum_m q_m A_{2m} e^{i\Delta k_z z}, \\ \frac{dA_{2m}}{dz} + \delta_2 A_{2m} = i\sigma_2 q_m A_1^2 e^{-i\Delta k_z z}, \end{cases} \quad (6)$$

где $q_m = 2\pi \int_0^{R_p} J_0^2(q, \rho) J_0(q_{2m}, \rho) \rho d\rho$ – интеграл перекрытия взаимодействующих мод. Решение системы уравнений (6) выполним в приближении заданной интенсивности, полагая, что $|A_1|^2 = const$ [16]. В этом случае для амплитуды поля второй гармоники можно получить следующее выражение [18]:

$$A_{2m}(z) = \frac{i\sigma q_m}{p} |A_1|^2 e^{-\frac{\delta_2}{2} z} e^{-i\frac{\Delta k_z z}{p}} \sin pz, \quad (7)$$

где $p = \sqrt{0,25 q^2 + b^2}$, $b^2 = 2\sigma_1 \sigma_2 |A_1|^2 \sum_m q_m^2$.

Как следует из (7), интенсивность электрического поля на частоте второй гармоники $J_{2\omega} \sim |A_{2m}|^2$, возбужденная бесселевым световым пучком, определяется интегралами перекрытия q_m парциальных световых пучков накачки, а также общим числом M генерируемых мод. Кроме того, амплитуда поля удвоенной гармоники A_{2m} может достаточно сильно затухать, уменьшаясь по экспоненте при увеличении коэффициента поглощения δ_2 , что экспериментально наблюдалось в работе [16] для кристаллов типа силленитов.

Модулированное воздействие излучения второй гармоники на поглощающий, в данном частотном диапазоне, кристалл с регулярной доменной структурой будет приводить к возникновению периодической составляющей температурного поля, изменение которого описывается неоднородным уравнением теплопроводности, см., например, [19]:

$$\nabla^2 T - \frac{1}{\beta_S} \frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{1}{2k_S} Q_{2\omega} (1 + e^{i\Omega t}), \quad (8)$$

где коэффициент температуропроводности β_S связан с коэффициентом теплопроводности соотношением $\beta_S = k_S / (\rho_0 C)$, ρ_0 – плотность, C – удельная теплоемкость, $Q_{2\omega}$ – скорость диссипации энергии бесселевого светового пучка на удвоенной частоте. Выражение для скорости диссипации энергии $Q_{2\omega}$ найдем исходя из материальных уравнений для изотропной поглощающей среды $\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$, $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$, $\mu = 1$, $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$, общего соотношения для Q в электродинамике [20] и соотношений (2), (7). Будем иметь:

$$Q_{2\omega} = \frac{\omega}{8\pi} \epsilon'' \sum_{m=1}^M |A_{2\omega}^0|^2 J_0(q_{2\omega}, \rho) J_0^*(q_{2\omega}, \rho) e^{-2k_{2\omega} z}, \quad (9)$$

где $A_{2\omega}^0 = p^{-1} \sigma_2 q_m I_0 \exp(-\delta_2 z / 2)$, I_0 – интенсивность падающей волны.

Как следует из (9), полученное выражение содержит сложную зависимость амплитуды поля от пространственной координаты z и интегралов перекрытия взаимодействующих мод. При этом, уравнение теплопроводности (8) принимает трансцендентную форму. Однако, в том случае, когда толщина образца d удовлетворяет условию:

$$d = \pm \frac{\pi}{2} n \left(b^2 - \frac{\delta_2^2}{4} \right)^{-1/2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots,$$

а также реализовано условие фазового синхронизма $\Delta k_z = 0$, тогда $\sin p_z = 1$ и выражение (7) упрощается, что дает возможность получения аналитических решений уравнения теплопроводности. В этом случае величина для $Q_{2\omega}$ примет вид:

$$Q_{2\omega} = A_{2\omega} \exp(-\alpha_{2\omega} z), \quad (10)$$

где $A_{2\omega} = \frac{\omega}{8\pi} \epsilon'' \sum_{m=1}^M \frac{\sigma_2^2}{p^2} q_m^2 I_0 J_0^2(q_{2\omega}, \rho)$, $\alpha_{2\omega} = 2(\delta_2 + k_{2\omega})$ – коэффициент оптического поглощения на частоте второй гармоники.

Из рисунка 2 видно, что скорость диссипации энергии БСП осциллирует и убывает с ростом значения радиальной координаты, что связано с модулирующим действием функции Бесселя.

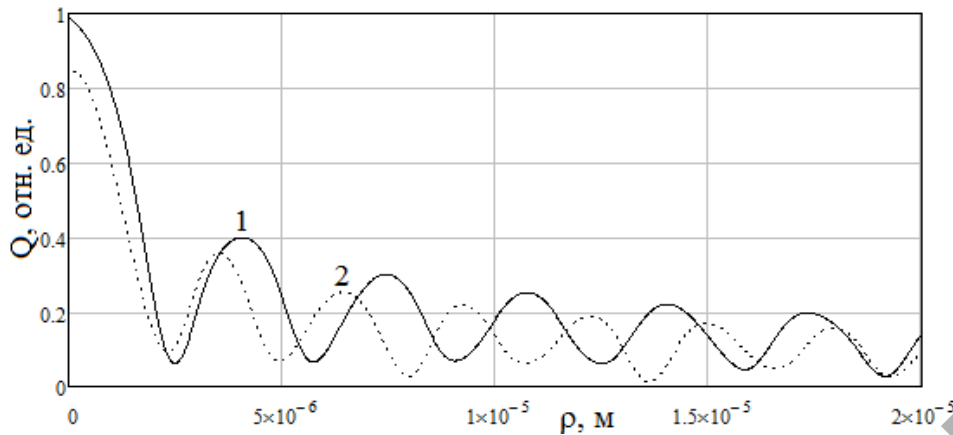


Рисунок 2 – Зависимость скорости диссипации энергии от радиальной координаты; 1 – для $\lambda = 0,7$ мкм; 2 – $\lambda = 0,6$ мкм

Решение уравнения теплопроводности (8) выполним методом функции Грина [19]. Получим следующее выражение для угла фотодефлексии:

$$\Phi(\rho, z, t) = \frac{\pi^2 w_0}{4n_{eff}} \frac{dn_{eff}}{dT} Q_{2\omega} \int_0^t \frac{(1 + \cos\Omega t)x}{[w_0^2 + 8\beta_s(t - \tau)]^{3/2}} e^{-\frac{(x^2 + y^2)}{w_0^2 + 8\beta_s(t - \tau)}} e^{-\alpha_{2\omega}^2 \beta_s(t - \tau)} d\tau, \quad (11)$$

где $Q_{2\omega}$ определяется выражением (10), n_{eff} – эффективный показатель преломления среды на частоте второй гармоники, t время воздействия БСП.

Выражение (11) показывает, что пространственное распределение температурного поля и амплитуды фотодефлексионного отклика в нелинейных средах сложным образом зависит от диссипативных, геометрических и теплофизических параметров среды, а также энергетически-временных и поляризационных свойств электромагнитной волны.

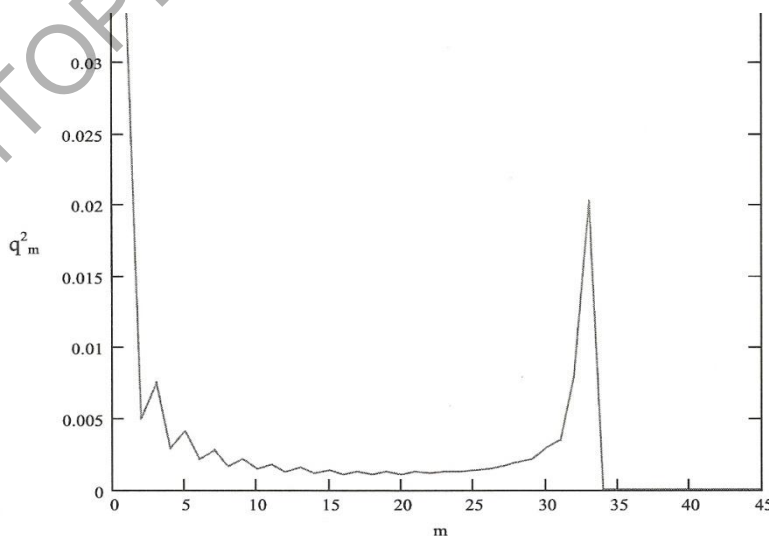


Рисунок 3 – Зависимость квадрата интеграла перекрытия q_m^2 от номера моды m функции Бесселя

Квадрат интеграла перекрытия q_m^2 имеет два максимума при $m = m_1 = 1$ и $m = m_2 = (2q_1 R_{Bm})/\pi$, как видно из рисунка 3. Это означает, что наибольший вклад в эффективность генерации второй гармоники вносят две группы мод, локализованные в окрестности обозначенных максимумов. Вблизи указанных m_1 и m_2 происходит наибольшее выделение тепловой энергии и генерация термоупругих волн, при этом амплитуда фотодефлекционного сигнала достигает своего максимального значения.

Литература

1. Mandelis, A. Nonlinear photothermal response in three dimensional geometry. Theoretical model / A. Mandelis [et al.] // J. Appl. Phys. – 1999. – Vol. 85. – P. 1811–1821.
2. Ошурко, В.Б. Термонелинейная лазерная оптоакустическая томография / В. Б. Ошурко // Квантовая электроника. – 2004. – Т. 35. – № 2. – С. 185–190.
3. Gusev, V. Theory of second harmonic thermal-wave generation: one dimensional geometry / V. Gusev, A. Mandelis, R. Bleiss // Int. J. Thermophys. – 1993. – Vol. 14. – № 2. – P. 321–337.
4. Мадвалиев, У. Тепловая нелинейность в фотоакустической камере / У. Мадвалиев, Т.Х. Салихов, Д.М. Шарифов // ЖТФ. – 2004. – Т. 74. – № 2. – С. 17–23.
5. Ахманов, С.А. Лазерное возбуждение акустических импульсов: новые возможности в спектроскопии твердого тела, диагностике быстропротекающих процессов и нелинейной акустике / С.А. Ахманов, В.Э. Гусев // УФН. – Т. 162. – № 3. – С. 3–85.
6. Kopylova, D.S. Nonlinear optoacoustic transformation in the system of dielectric substrate liquid / D.S. Kopylova, I.M. Pelivanov // J. Acoust. Soc. Am. – 2011. – Vol. 130. – № 4. – P. 213–218.
7. Yelleswarapu, C.S. Nonlinear photoacoustics for measuring the nonlinear optical absorption coefficient / C.S. Yelleswarapu, S.R. Kothapalli // Optics Express. – 2010. – Vol. 18. – № 9. – P. 9020–9025.
8. Blackman, F. Experimental demonstration of multiple pulse nonlinear optoacoustic signal generation and control / F. Blackman, L. Antonolli // Appl. Opt. – 2005. – Vol. 44. – № 1. – P. 103–112.
9. Greogoire, G. Nonlinear photothermal and photoacoustic process for crack detection / G. Greogoire, V. Tournat, V. Gusev // Eur. Phys. J. Special Topics. – 2008. – Vol. 153. – P. 313–315.

10. Митюрин, Г.С. Фотоакустическое преобразование в нелинейных гиротропных кристаллах типа силленита / Г.С. Митюрин // ЖТФ. – 1989. – Т. 59. – Вып. 9. – С. 118–122.

11. Хило, П.А. Генерация бесселевых световых пучков удвоенной частоты в квадратично-нелинейных кристаллах радиально-поляризованной структурой доменов / П.А. Хило, Е.С. Петрова, Н.А. Хило // Проблемы физики, математики и техники. – 2013. – Т. 15. – № 2. – С. 25–28.

12. Авестисян, Ю.О. Генерация терагерцовых волн при неколлинеарном распространении оптических волн в нелинейном, периодически поляризованном кристалле / Ю.О. Авестисян // Известия НАН Армении, Физика. – 2006. – Т. 41. – № 1. – С. 8–14.

13. Колкер, Д.Б. Параметрический генератор света на основе периодических структур ниобата лития с плавной перестройкой длины волны излучения / Д.Б. Колкер [и др.] // Приборы и техника эксперимента. – 2014. – № 1. – С. 85–89.

14. Бокуть, В.Б. Преобразование частоты световых волн в оптически активных средах / В.Б. Бокуть, А.Н. Сердюков // ЖПС.– 1970. – Т. 12. – Вып. 1. – С. 65–71.

15. Хило, П.А. Генерация второй гармоники бесселевыми световыми пучками в условиях квазисинхронизма / П.А. Хило // ЖПС.– 2000. – Т. 67. – № 5. – С. 595–599.

16. Батог, В.Н. Нелинейные оптические свойства монокристаллов типа силленита // В.Н. Батог [и др.] // Кристаллография. – 1971. – Т. 16. – № 6. – С. 1044–1045.

17. Дмитриев, В.Г. Прикладная нелинейная спектроскопия / В.Г. Дмитриев, Л.В. Тарасов. – М.: Радио и связь, 1982. – 352 с.

18. Mityurich, G.S. Thermo-optical sound generation by Bessel light beams in nonlinear crystals / G.S.Mityurich [et al.] // Int. J. Thermophys. – 2011. – Vol. 32. – № 4. – P. 844–851.

19. Mityurich, G.S. Photodeflection spectroscopy of magnetoactive superlattices irradiated by Bessel-Gaussian light beams / G.S.Mityurich, E.V.Chernenok, A.N.Serdyukov // J. Appl. Spect. – 2015. – Vol. 82. – № 2 – P. 254–259.

20. Ландау, Л.Д. Электродинамика сплошных сред / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М.: Наука, 1982. – 624 с.