

УДК 535.36:534.23

Обратная коллинеарная акустооптическая дифракция квазимонохроматического излучения

© 2019 г. П. А. Никитин*, **

*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва

**Научно-технологический центр уникального приборостроения Российской академии наук, Москва

E-mail: nikitin.pavel.a@gmail.com

Поступила в редакцию 06.11.2018

DOI:10.17586/1023-5086-2019-86-03-08-12

Предложена теоретическая модель, описывающая дифракцию квазимонохроматического излучения на ультразвуке. Детально рассмотрен режим обратной коллинеарной дифракции. Исследовано влияние ширины спектра и формы контура спектральной линии лазерного излучения на параметры акустооптической дифракции.

Ключевые слова: акустооптическое взаимодействие, обратная коллинеарная дифракция, квазимонохроматическое излучение.

Коды OCIS: 070.1060, 230.1040, 160.1050

ВВЕДЕНИЕ

Современные акустооптические (АО) устройства позволяют осуществлять модуляцию, отклонение и фильтрацию электромагнитного излучения и нашли широкое применение в спектральном и поляризационном анализе, а также для обработки изображений [1, 2]. Для выделения отдельных спектральных компонент излучения используется коллинеарный режим АО взаимодействия [3]. Он реализуется, когда волновой вектор звука \mathbf{K} параллелен волновым векторам электромагнитного излучения нулевого \mathbf{k}_0 и первого $\mathbf{k}_{\pm 1}$ дифракционных порядков. Различают два режима коллинеарной дифракции: «прямая», при которой дифрагированный и падающий пучки распространяются в одну и ту же сторону $\mathbf{k}_{\pm 1} \uparrow \mathbf{k}_0$, и «обратная», когда дифрагированное излучение распространяется навстречу падающему $\mathbf{k}_{\pm 1} \downarrow \mathbf{k}_0$. Первый режим реализуется только в двулучепреломляющих кристаллах, а второй — как в оптически изотропных, так и в оптически анизотропных средах.

Для наблюдения прямой коллинеарной дифракции необходимо использовать звук частотой $F = |n_o - n_e|V/\lambda$ [4]. Здесь n_o и n_e — показатели преломления обыкновенной и необыкновенной волн, V — скорость звука, λ — длина волны излучения. При обратной коллинеарной дифракции необхо-

димая частота звука рассчитывается по формуле $F = (n_o + n_e)V/\lambda$ [4]. При характерных значениях $n_o - n_e = 0,01$, $n_o + n_e = 5$, $V = 5000$ м/с прямая коллинеарная дифракция видимого излучения ($\lambda = 0,5$ мкм) может наблюдаться при частоте $F \approx 100$ МГц, а обратная коллинеарная дифракция — при $F \approx 50$ ГГц, которая на три порядка выше. Из-за сильного затухания звука, квадратично возрастающего с частотой F , режим обратной коллинеарной дифракции трудно реализовать в видимом диапазоне.

Особый интерес представляет исследование АО взаимодействия в терагерцевом (ТГц) диапазоне электромагнитного излучения. Во-первых, ТГц излучение имеет ряд особенностей по сравнению с видимым излучением, например, относительно высокую проникающую способность, сильную расходимость [5]. Во-вторых, до сих пор не разработаны быстродействующие устройства для управления мощным ТГц излучением, а вместо них используются металлические и кремниевые дифракционные элементы [6, 7]. Многие двулучепреломляющие АО материалы, хорошо зарекомендовавшие себя в видимом диапазоне, например ниобат лития (LiNbO_3) и парателлуриит (TeO_2), непрозрачны в ТГц диапазоне [8, 9]. Поэтому режим прямой коллинеарной дифракции в ТГц диапазоне не может быть реализован.

В то же время в ТГц диапазоне относительно прозрачны полупроводниковые монокристаллические материалы, такие как германий (Ge) и арсенид галлия (GaAs), а также неполярные жидкости, например, такие предельные углеводороды как гексан (C₆H₁₄) [8, 10]. Как показал расчет, для получения обратной коллинеарной дифракции ТГц излучения с длиной волны 130 мкм необходимо использовать ультразвук с частотой около 300 МГц для полупроводниковых сред и 30 МГц в случае неполярных жидкостей. При этих частотах мощность звука уменьшается в e раз на расстояниях порядка 1 см, что позволяет достичь приемлемого уровня интенсивности $I_{\pm 1}$ дифрагированного излучения.

Для исследования АО взаимодействия в ТГц диапазоне в качестве источника излучения может быть использован, например, лазер на свободных электронах (ЛСЭ). Из литературы известно, что новосибирский ЛСЭ способен генерировать монохроматическое излучение со средней мощностью до нескольких сотен ватт, характеризуемое степенью монохроматичности $\Delta\lambda/\lambda \approx 0,01$ [11]. При изучении квазиортогонального режима (когда $\mathbf{K} \perp \mathbf{k}_{0,\pm 1}$) АО взаимодействия в ТГц диапазоне можно считать, что излучение является строго монохроматическим. Это приближение является оправданным, так как обратное значение спектрального разрешения квазиортогонального АО взаимодействия $(\Delta\lambda/\lambda)_{\text{АО}} = 0,88nV^2/(\lambda LF^2) \approx 0,1$ на порядок больше степени монохроматичности излучения ЛСЭ. Здесь n — показатель преломления среды, а L — длина области АО взаимодействия, составляющая около 1 см. Как показано в работе [12], спектральное разрешение при АО дифракции в режиме обратной коллинеарной дифракции определяется значениями коэффициента поглощения излучения α и коэффициента затухания звука α_s и $(\Delta\lambda/\lambda)_{\text{АО}} \approx \lambda(\alpha + \alpha_s)/(2\pi) \approx 0,001$ при $\alpha = \alpha_s = 1 \text{ см}^{-1}$. Данное значение на порядок меньше степени монохроматичности ЛСЭ. В этом случае основные параметры АО дифракции, а именно полоса АО взаимодействия и интенсивность дифрагированного излучения, определяются монохроматичностью излучения. Таким образом, актуальным является исследование зависимости указанных параметров при обратной коллинеарной дифракции в поглощающей среде от соотношения степени монохроматичности излучения и полосы АО взаимодействия, чему и посвящена данная работа.

МЕТОДЫ РЕШЕНИЯ

Как известно, при малой эффективности обратной коллинеарной АО дифракции монохроматического излучения интенсивность излучения в минус первом дифракционном порядке определяется следующим выражением (в котором опущен множи-

тель q^2L^2 , пропорциональный мощности акустической волны) передаточной функции [13]:

$$H(Z_l, Z_s) \propto \frac{1}{4(XW^2 + Z^2)} \times [1 + \exp(-2XW) - 2\exp(-XW)\cos(Z)], \quad (1)$$

где использованы следующие безразмерные параметры:

$$Z = \eta L = 2Z_l - Z_s, \quad XW = (\alpha + \alpha_s/2)L. \quad (2)$$

В соотношениях (1) и (2) были использованы следующие обозначения: L — длина АО взаимодействия, η — модуль расстройки по волновому вектору, α — коэффициент поглощения излучения интенсивностью I с расстоянием x ($I \propto \exp(-\alpha x)$), α_s — коэффициент затухания мощности P_a акустической волны ($P_a \propto \exp(-\alpha_s x)$), параметр $Z_l = \eta_l L$ характеризует значение безразмерной расстройки по свету, а $Z_s = \eta_s L$ — по звуку, параметр XW учитывает наличие поглощения излучения и затухания звука.

Как следует из выражения (1), полоса АО взаимодействия (равная значению безразмерной расстройки Z , при которой интенсивность дифрагированного излучения уменьшается в 2 раза) не зависит от мощности ультразвука и определяется только значением параметра XW . Из соотношения (2) видно, что при дифракции монохроматического излучения полоса АО взаимодействия $\Delta Z^{(0)}$ равна полосе АО взаимодействия по звуку $\Delta Z_s^{(0)} = \Delta Z_s^{(0)}$ или удвоенной полосе АО взаимодействия по свету $\Delta Z^{(0)} = 2\Delta Z_l^{(0)}$. Как показал расчет, погрешность использования формулы из работы [12] для количественной оценки полосы АО взаимодействия по звуку составляет не более 5%

$$\Delta Z_s^{(0)} = 4\sqrt{XW^4 + (0,88\pi)^4}. \quad (3)$$

Формула (1) справедлива только для конфигурации АО ячейки, при которой путь, проходимый акустической волной от возбудителя звука до входного окна АО ячейки, мал и затуханием звука на этом участке можно пренебречь; излучение нулевого дифракционного порядка распространяется в ту же сторону, что и отраженная звуковая волна. При слабом АО взаимодействии, как следует из выражения (1), интенсивность дифрагированного излучения монотонно возрастает с длиной L и линейно зависит от мощности ультразвука. Кроме этого, затухание звука и поглощение излучения в среде входят в формулу (1) в виде одной комбинации $\alpha + \alpha_s/2$.

При анализе были рассмотрены формы контура спектральной линии падающего на АО ячейку излучения, обусловленные основными механизмами уширения — гауссова (4) и лоренцева (5), а также

прямоугольная (6) как наиболее простая для интерпретации

$$I_0(Z_l) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\delta Z_l} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{Z_l}{\delta Z_l}\right)^2\right], \quad (4)$$

$$I_0(Z_l) = \frac{\delta Z_l}{2\pi} \frac{1}{Z_l^2 + \delta Z_l^2/4}, \quad (5)$$

$$I_0(Z_l) = \begin{cases} 1/(2\delta Z_l), & |Z_l| \leq \delta Z_l \\ 0, & |Z_l| > \delta Z_l \end{cases}, \quad (6)$$

где δZ_l — параметр, характеризующий ширину линии излучения, причем выражения (4)–(6) предполагают, что интегральная интенсивность равна единице

$$\int_{-\infty}^{+\infty} I_0(Z_l) dZ_l = 1. \quad (7)$$

Если акустическая волна является монохроматической и ее частота соответствует некоторому значению расстройки Z_s от фазового синхронизма, то интенсивность дифрагированного излучения определяется следующим интегралом:

$$I_{-1}(Z_s) = \int_{-\infty}^{+\infty} I_0(Z_l) H(Z_l, Z_s) dZ_l. \quad (8)$$

Таким образом, использование безразмерных параметров позволяет выразить интенсивность дифрагированного излучения I_{-1} при выполнении условия брэгговского синхронизма всего лишь через 2 параметра (XW и δZ_l), что существенно упрощает анализ.

Интегрирование в формуле (8) осуществлялось методом прямоугольников [14], а пределы интегрирования были выбраны симметричными и равными по модулю $Z_l^{(\max)} = 10\Delta Z_s^{(0)}$. Данный метод позволяет уменьшить в 2 раза число вызовов подынтегральной функции при уменьшении шага интегрирования в 2 раза. С каждой следующей итерацией шаг интегрирования уменьшался в 2 раза $dZ_l^{(n)} = 0,5dZ_l^{(n-1)}$, а значение функции $I_{-1}^{(n)}$ вычислялось с использованием значения $I_{-1}^{(n-1)}$

$$I_{-1}^{(n)} = \frac{1}{2} \left(I_{-1}^{(n-1)} + \int_{-Z_l^{(\max)} + \varepsilon^{(n)}}^{Z_l^{(\max)} + \varepsilon^{(n)}} I_0(Z_l) H(Z_l, Z_s) dZ_l^{(n-1)} \right), \quad (9)$$

где $I_{-1}^{(0)}$ рассчитывалось как

$$I_{-1}^{(0)} = \int_{-Z_l^{(\max)}}^{Z_l^{(\max)}} I_0(Z_l) H(Z_l, Z_s) dZ_l^{(0)} \quad (10)$$

с некоторым шагом $dZ_l^{(0)}$, а $\varepsilon^{(n)} = 0,5\varepsilon^{(n-1)}$, $\varepsilon^{(1)} = 0,5dZ_l^{(0)}$ — сдвиг пределов интегрирования. Расчет выполнялся до получения относительной погрешности 0,1%.

Безразмерная полоса АО взаимодействия по звуку ΔZ_s , согласно общепринятой терминологии, равна значению параметра Z_s , при котором значение интенсивности дифрагированного излучения $I_{-1}(Z_s)$ в 2 раза меньше по сравнению со значением $I_{-1}(Z_s = 0)$. Для расчета ΔZ_s был использован метод Брента [14] для функции $f(Z_s) = -[I_{-1}(Z_s)/I_{-1}(0) - 0,5]^2$, где точки Z_s имеют координаты 10^{-3} , $0,6Z_s^{(\max)}$ и $Z_s^{(\max)}$, а $Z_s^{(\max)} = 3(\delta Z_l + \Delta Z_s^{(0)})$.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты численного моделирования удобно представить в виде зависимостей нормированной интенсивности дифрагированного излучения I_{-1}^{norm} и нормированной полосы АО взаимодействия ΔZ_s^{norm} от нормированной ширины спектра излучения $\delta Z_l/\Delta Z_s^{(0)}$ при различных значениях параметра XW

$$I_{-1}^{\text{norm}} = I_{-1}(0) / H(0,0), \quad (11)$$

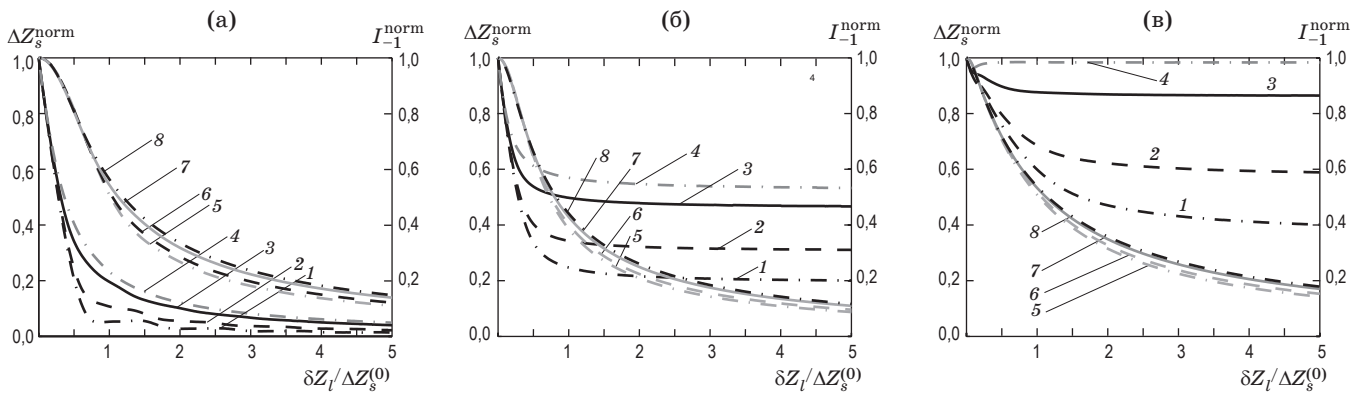
$$\Delta Z_s^{\text{norm}} = (\Delta Z_s - b\delta Z_l) / \Delta Z_s^{(0)}.$$

Значение параметра b определялось с помощью метода наименьших квадратов $\Delta Z_s = a + b\delta Z_l$ в случае дифракции широкополосного (относительно полосы АО взаимодействия) излучения $\delta Z_l \gg \Delta Z_s^{(0)}$, когда полоса АО взаимодействия ΔZ_s линейно зависит от ширины спектра δZ_l .

Из графиков на рисунке следует, что при ширине спектра излучения, много меньшей полосы АО взаимодействия $\delta Z_l \ll \Delta Z_s^{(0)}$, эффективность АО дифракции слабо зависит от δZ_l . При дифракции широкополосного излучения ($\delta Z_l \gg \Delta Z_s^{(0)}$) зависимость I_{-1} от δZ_l носит обратнопропорциональный характер.

Для прямоугольного спектра излучения (см. рисунок (а)) установлено, что при $\delta Z_l \ll \Delta Z_s^{(0)}$ параметр b равен $1,99999 \pm 0,00002$, полоса по звуку АО взаимодействия — $\Delta Z_s = 2\delta Z_l + \Delta Z_s^{(0)}$. Исследование показало, что при $XW \gg 1$ и $\delta Z_l \gg \Delta Z_s^{(0)}$ значение нормированной полосы ΔZ_s^{norm} стремится к нулю. Поэтому при дифракции широкополосного излучения полоса АО взаимодействия по звуку примерно равна ширине спектра излучения $\Delta Z_s = 2\delta Z_l$.

На рисунке приведены результаты моделирования АО дифракции излучения с гауссовой (б) и лоренцевой (в) формами контура линии. Для гауссовой формы коэффициент b оказался равным $2,35 \pm 0,01$, что совпадает с отношением $2[\ln(2)]^{0,5} \approx 2,355$ ширины распределения (4) к δZ_l . В случае лоренцевой формы этот коэффициент составил $1,000000 \pm 0,000003$, что также совпадает



Зависимости нормированных полосы АО взаимодействия ΔZ_s^{norm} (1–4) и интенсивности дифрагированного излучения (эффективности дифракции) I_{-1}^{norm} (5–8) от нормированной ширины полосы излучения с прямоугольным (а) гауссовым (б), лоренцевым (в) контурами спектральной линии XW (1, 5 — $XW = 0$, 2, 6 — $XW = \pi/2$, 3, 7 — $XW = \pi$, 4, 8 — $XW = 3\pi/2$).

с отношением ширины распределения (5) к δZ_l , которое в точности равно 1. Из зависимостей ΔZ_s^{norm} от $\delta Z_l/\Delta Z_s^{(0)}$ можно сделать вывод, что при обратной коллинеарной АО дифракции полоса АО взаимодействия ΔZ_s зависит как от ширины спектра излучения δZ_l , падающего на АО ячейку, так и от параметра XW , т.е. от степени поглощения излучения и затухания звука.

Тому факту, что полоса АО взаимодействия по звуку при $\delta Z_l \gg \Delta Z_s^{(0)}$ равна ширине спектра падающего на АО ячейку излучения, есть теоретическое обоснование. Если выполняется соотношение $\delta Z_l \gg \Delta Z_s^{(0)}$, то можно считать, что передаточная функция $H(Z_l, Z_s)$ является дельта-функцией $\delta(2Z_l - Z_s)$ по отношению к распределению $I_0(Z_l)$

$$\begin{aligned} I_{-1}(Z_s) &= \int_{-\infty}^{+\infty} I_0(Z_l) \delta(Z) dZ_l = \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} I_0(Z_l) \delta(2Z_l - Z_s) dZ_l = I_0\left(\frac{Z_s}{2}\right). \end{aligned} \quad (12)$$

Из соотношения (12) следует, что если полуширина контура линии $I_0(Z_l)$ характеризуется значением $\delta Z_l b/2$, где b — некоторая константа, то по-

лоса АО взаимодействия по звуку будет в 2 раза больше — $\Delta Z_s = b\delta Z_l$.

Как видно из рисунков (б) и (в), при АО дифракции широкополосного излучения в среде, когда $XW \gg 1$ и $\delta Z_l \gg \Delta Z_s^{(0)}$, нормированная полоса ΔZ_s^{norm} стремится к некоторому значению. Дополнительный расчет показал, что в случае излучения с гауссовой формой контура линии $\Delta Z_s^{\text{norm}} = 0,55$ и полоса АО взаимодействия по звуку составляет $\Delta Z_s = 0,55\Delta Z_s^{(0)} + 2,35\delta Z_l$, а для излучения с лоренцевой формой линии — $\Delta Z_s^{\text{norm}} = 1,00$ и $\Delta Z_s = \Delta Z_s^{(0)} + \delta Z_l$. Полученные соотношения могут быть использованы для оценки разрешающей способности АО фильтров ТГц излучения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, установлено качественное и количественное влияние формы контура лазерного излучения и ширины его спектра на параметры обратной коллинеарной акустооптической дифракции. Результаты работы могут быть использованы для проектирования акустооптических устройств, работающих в режиме обратной коллинеарной дифракции.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 18-12-00430.

ЛИТЕРАТУРА

- Li K.W., Wang Z.B., Yang C.Q., Zhang R., Wang Y.L., Song Y.P. A new technique of full polarization hyperspectral imaging based on acousto-optic tunable filter and liquid crystal variable retarder // Acta Physica Sinica. 2015. V. 64. № 14. P. 0140702.
- Nikitin P.A., Voloshinov V.B., Gerasimov V.V., Knyazev B.A. Acousto-optic modulation and deflection of terahertz electromagnetic radiation in nonpolar liquids // Technical Phys. Lett. 2017. V. 43. № 7. P. 635–637.
- Mantsevich S., Balakshy V. Examination of optoelectronic feedback effect on collinear acousto-optic filtration // JOSA B. 2018. V. 35. № 5. P. 1030–1039.
- Goutzoulis A.P., Pape D.R., Kulakov S.V. Design and fabrication of acousto-optic devices. N.Y.: Marcell Dekker, 1994. 520 p.

5. *Perenzoni M., Paul D.L.* Physics and applications of terahertz radiation (Springer Series in Optical Sciences, V. 173). Berlin: Springer, 2014. 255 p.
6. *Vinokurov N.A., Zhigach S.A., Knyazev B.A., Konyshova A.V., Kulipanov G.N., Merzhievsky L.A., Polskikh I.A., Cherkassky V.S.* Diffractive optical elements and quasioptical schemes for experiments on a high-power terahertz free-electron laser // Radiophysics and Quantum Electronics. 2007. V. 50. № 10–11. P. 803–812.
7. *Agafonov A.N., Volodkin B.O., Kaveev A.K., Knyazev B.A., Kropotov G.I., Pavelev V.S., Soifer V.A., Tukmakov K.N., Tsygankova E.V., Choporova Yu.Yu.* Silicon diffractive optical elements for high-power monochromatic terahertz radiation // Optoelectronics, Instrumentation and Data Proc. 2013. V. 49. № 2. P. 189–195.
8. *Palik E.D.* Handbook of optical constants of solids (V. 1). N.Y.: Academic Press, 1998. 804 p.
9. *Unferdorben M., Buzady A., Hebling J., Kiss K., Hajdara I., Kovacs L., Peter A., Palfalvi L.* Index of refraction and absorption coefficient spectra of paratellurite in the terahertz region // J. Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. 2016. V. 37. № 7. P. 703–709.
10. *Pedersen J.E., Keiding S.R.* THz time-domain spectroscopy of nonpolar liquids // IEEE J. Quantum Electronics. 1992. V. 28. № 10. P. 2518–2522.
11. *Kulipanov G.N., Bagryanskaya E.G., Chesnokov E.N., Choporova Y.Y., Gerasimov V.V., Getmanov Y.V., Kiselev S.L., Knyazev B.A., Kubarev V.V., Peltek S.E., Popik V.M., Salikova T.V., Scheglov M.A., Seredniakov S.S., Shevchenko O.A., Skrinsky A.N., Veber S.L., Vinokurov N.A.* Novosibirsk free electron laser – facility description and recent experiments // IEEE Trans. Terahertz Science and Technol. 2015. V. 5. № 5. P. 798–809.
12. *Nikitin P.A., Voloshinov V.B.* Quasi-orthogonal and quasi-collinear acousto-optic interaction in absorbing medium // Memoirs of the Faculty of Physics. 2016. V. 6. P. 166601.
13. *Nikitin P.A., Voloshinov V.B.* Backward collinear acousto-optic interaction in germanium crystal in terahertz spectral range // Physics Procedia. 2015. V. 70. P. 712–715.
14. *Press W.H., Teukolsky S.A., Vetterling W.T., Flannery B.P.* Numerical recipes 3rd edition: The art of scientific computing. N.Y.: Cambridge University Press, 2007. 1256 p.