

Т.Г. Головина, Б.В. Набатов [и др.] // Кристаллография. – 2015. – Т. 60, № 6. – С. 950–957.

12. Структура и оптические свойства кристаллов семейства лангасита $(\text{La}_{1-x}\text{Nd}_x)_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ ($x = 0, 0.4, 0.6, 1$) / Т.Г. Головина, А.Ф. Константинова, А.П. Дудка [и др.] // Кристаллография. – 2024. – Т. 69, № 2. – С. 290–302.

13. Измерение и расчет показателей преломления кристаллов семейства лангасита $\text{Sr}_3\text{NbFe}_3\text{Si}_2\text{O}_{14}$, $\text{Ba}_3\text{NbFe}_3\text{Si}_2\text{O}_{14}$, $\text{Ba}_3\text{TaFe}_3\text{Si}_2\text{O}_{14}$ и связь оптической активности с особенностями распределения электронной плотности / А.Ф. Константинова, Т.Г. Головина, А.П. Дудка [и др.] // Кристаллография. – 2022. – Т. 67, № 6. – С. 963–970.

14. Анизотропия микротвердости и разрушения кристалла лангасита и ее структурная основа / Н.Л. Сизова, Т.Г. Головина, А.Ф. Константинова, А.П. Дудка // Кристаллография. – 2021. – Т. 66, № 6. – С. 913–918.

УДК 531.226.1

Г.В. Кулак¹, В.И. Казаков², П.И. Ропот³, О.В. Шакин²

¹Мозырский государственный педагогический университет имени И.П. Шамякина

²Государственный университет аэрокосмического приборостроения

³Институт физики НАН Беларуси

ДИФРАКЦИЯ ИГОЛЬЧАТЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ НА УЛЬТРАЗВУКЕ В ОДНООСНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Исследована брэгговская дифракция циркулярно поляризованных игольчатых световых пучков на медленной сдвиговой ультразвуковой волне в кристаллах парателлуриита. Показано, что при изменении угла конусности падающего на диафрагму бесселевого светового пучка достигается высокая эффективность дифракции ~90% для сформированного и падающего на акустооптическую ячейку игольчатого пучка. Установлено, что при увеличении длины акустооптического взаимодействия эффективность дифракции игольчатых световых пучков достигает максимального значения при меньших мощностях ультразвука.

Ключевые слова: игольчатый световой пучок, брэгговская дифракция света, дифракционная эффективность, одноосный кристалл.

Введение. В работе [1] показано, что для кольцевой апертуры светового поля с равномерным освещением длина фокальной области увеличивается по сравнению с обычными пучками. Метод формирования кольцевого пучка посредством аподизации апертуры светового поля рассмотрен в [2]. Особенности преобразования кольцевой структуры светового поля с использованием двухаксиконной схемы изучены в [3]. В работе [4] рассмотрены особенности формирования игольчатых световых пучков (ИП) с использованием аксиконной схемы и аподизирующей диафрагмы. ИП отличаются высокой интенсивностью, высокой разрешающей способностью и увеличенной глубиной фокусировки. Такие пучки, имеющие более удлиненную фокальную область по сравнению с гауссовыми, находят широкое применение в лазерных технологиях

для резки, сварки, гравировки и др. В работе [5] исследованы особенности брэгговской дифракции ограниченных световых пучков различных амплитудных распределений (гауссового, прямоугольного и лорентцевого) на ультразвуке. Показано, что дифракционная эффективность уменьшается при переходе от пучка прямоугольного профиля, падающего на акустооптическую (АО) ячейку, далее переходя к гауссовому и, наконец, к лорентцевому профилю. Отметим, что при этом использовалась двумерная теория связанных волн, естественным образом учитывающая сложное амплитудное распределение падающего светового пучка. В настоящей работе с использованием теории связанных волн исследуются особенности брэгговской дифракции ИП на ультразвуке. Во многих работах (см. напр. [6]) указано, что для отдельных срезов кристаллов теллура (*Te*) достижимо значение коэффициента АО качества $M_2 \sim 500 \times 10^{-12} \text{ с}^3/\text{кг}$. При этом кристаллы *Te* перспективны для создания АО устройств в инфракрасной области оптического спектра.

На рисунке 1 представлена схема формирования ИП и анизотропной брэгговской дифракции циркулярно поляризованных световых пучков. Здесь гауссов пучок от лазерного источника проходит через систему двух аксиконов с различными преломляющими углами γ_1 и γ_2 , причем $\gamma_1 > \gamma_2$. За вторым аксиконом в области квазибездифракционного распространения формируется бесселев световой пучок (БСП), который при малых $\Delta\gamma = \gamma_2 - \gamma_1$ имеет широкий центральный максимум диаметром d по уровню нулевой интенсивности. На пути БСП расположен экран с круговой щелевой диафрагмой, причем край диафрагмы совпадает с первым нулем БСП. В результате за экраном формируется пучок в форме осевого максимума с нулевой интенсивностью по краю апертуры, который принято называть ИП [4].

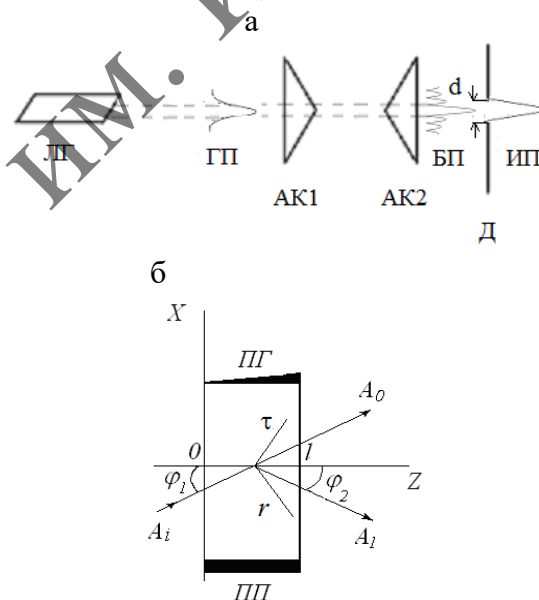


Рисунок 1 – а) Схема формирования ИП (ЛЛ - лазерный источник), АК1 – аксикон с углом конусности γ_1 , АК2 – аксикон с углом конусности γ_2 , Д – диафрагма, БП – бесселев пучок, ИП – игольчатый пучок, d – размер щели). б) Схема АО взаимодействия БСП и УЗ волны (ПП – пьезопреобразователь, ПГ – поглотитель ультразвука, ϕ_1 и ϕ_2 – угол падения и дифракции соответственно)

Рассмотрим геометрию АО взаимодействия (рисунок 1), для которой УЗ волна распространяется в кристалле парателлурита под малым углом δ к оси X и занимает пространство между плоскостями $z = 0$ и $z = l$. Ось падающего ИП расположена в плоскости XZ под углом φ_1 к фронту УЗ волны. Для рассматриваемой геометрии АО взаимодействия следует положить: $\varphi_1 = \varphi_2 = \arcsin(\lambda_0 f / 2n\nu)$, где λ_0 – длина световой волны в вакууме, $n = (n_o + n_e)/2$ – средний показатель преломления кристалла (n_o , n_e – обыкновенный и необыкновенный показатели преломления кристалла), ν – фазовая скорость УЗ волны.

Теоретические результаты и обсуждение. В рамках двумерной теории связанных волн система связанных дифференциальных уравнений для комплексных амплитуд дифрагированных волн $A_0(r)$, $A_1(\tau)$ имеет вид [5]:

$$\frac{\partial A_0}{\partial \tau} + i\chi A_1 = 0, \quad \frac{\partial A_1}{\partial r} + i\chi A_0 = 0, \quad (1)$$

где коэффициент связи дифрагированных волн χ выражается через свертки тензора диэлектрической проницаемости $\Delta \varepsilon_{ij} = -\varepsilon_{ik}\varepsilon_{lj}p_{klmn}U_{mn}$ (ε_{ij} , U_{mn} – компоненты тензора диэлектрической проницаемости и тензора УЗ деформации, p_{klmn} – компоненты тензора фотоупругости) с векторами поляризации $\vec{e}_0, \vec{e}_1$ дифрагированных волн нулевого «0» и первого «1» порядка, то есть; $\chi = k^2(\vec{e}_0 \Delta \vec{e}_1)$, $\tau = z \sin \varphi - x \cos \varphi$, $r = z \sin \varphi + x \cos \varphi$; $k = 2\pi / \lambda_0$. Если искать решение системы уравнений (1) методом Римана с использованием граничных условий: $A_0(z=0) = A_{i0}$, $A_1(z=0) = 0$, то общее решение можно представить в виде:

$$A_0(r) = A_i(\tau) - \frac{1}{2} \nu \int_{-1}^{+1} A_i[r - l(1-q)\sin \varphi] \frac{J_1(\nu \sqrt{1-q^2})}{\sqrt{1-q^2}} dq, \quad (2)$$

$$A_1(\tau) = -i \frac{1}{2} \nu \int_{-1}^{+1} A_i[l(1-q)\sin \varphi - \tau] J_0(\nu \sqrt{1-q^2}) dq, \quad (3)$$

где $\nu = \chi l / kn^2 \cos \varphi$ – индекс модуляции УЗ волной; $J_0(x)$, $J_1(x)$ – функции Бесселя первого рода, соответственно нулевого и первого порядка. При этом индекс модуляции

выражается через коэффициент акустооптического качества M_2 : $\nu = \frac{2\pi}{\lambda_0 \cos \varphi} \sqrt{\frac{M_2 P_a l}{2h}}$,

где P_a – мощность ультразвука, h – ширина пьезопреобразователя.

Выражения (2), (3) позволяют рассчитать амплитудное распределение дифрагированного ИП нулевого и первого порядка для любого уровня акустической мощности и широкого класса падающих световых пучков. Эффективность АО дифракции (η) определяется соотношением

$$\eta = \frac{\int_{-\tau_1}^{+\tau_1} |A_1(\tau)|^2 d\tau}{\int_{-r_1}^{+r_1} |A_0(r)|^2 dr + \int_{-\tau_1}^{+\tau_1} |A_1(\tau)|^2 d\tau}. \quad (4)$$

Численные расчеты проводились для АО дифракции излучения с длиной волны $\lambda_0=532$ нм на медленной сдвиговой УЗ волне, распространяющейся под малым углом $\delta \ll 1$ к оси [110] одноосного гиротропного кристалла парателлурита (TeO_2). Полагалось, что коэффициент АО качества для циркулярно-поляризованной падающего волнового пучка равен [7]: $M_2=793 \cdot 10^{-18} \text{с}^3/\text{Г}$. В соответствии со схемой, представленной на рисунке 1а, бесселев световой пучок нулевого порядка на выходе второго аксикона имеет вид

$$A_i(r) = A_{ni} J_0(qr), \quad (5)$$

где $q = (2\pi / \lambda) \sin \Delta\gamma$, причем $\lambda = \lambda_0 / n$; полагается, что относительное изменение угла конусности системы из двух аксиконов составляет $\Delta\gamma / \gamma = 10^{-2}$, где $\Delta\gamma = \gamma_2 - \gamma_1$. Пределы интегрирования в выражении (4) находились из условия достижения первого нуля функции Бесселя (5), то есть $qr_1 = 2,4$, тогда $r_1 = 1,2\lambda / \pi \sin(\Delta\gamma)$. При интегрировании в (4) полагалось, что $r_1 = \tau_1$. Как следует из рисунка 2а, диаметр диафрагмы $d = 2r_1$, причем величина $r_1 \sim 1$ мм. Для эффективной АО дифракции ИП необходимо, чтобы выполнялось соотношение: $\Delta\gamma \leq \lambda f / 2v$ (f – центральная частота источника УЗ волны, v – фазовая скорость УЗ волны), то есть угловая расходимость светового пучка должна быть меньше, чем угловая ширина брэгговского синхронизма [8].

На рисунке 2 представлены амплитудные пространственные распределения бесселевого светового пучка.

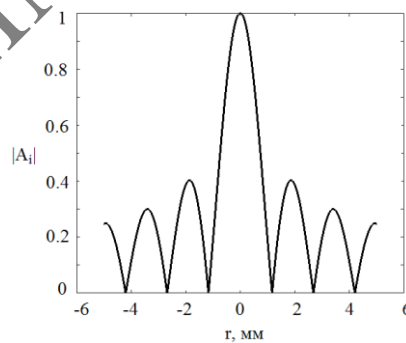


Рисунок 2 – Зависимость амплитуды (A_i) бесселевого светового пучка от поперечной координаты r ($\Delta\gamma = 0,01^\circ$, $\lambda_0=532$ нм)

На рисунке 3 для ИП представлена зависимость дифракционной эффективности η от мощности ультразвука P_a , рассчитанная по формуле (4), при различных значениях длины АО взаимодействия l .

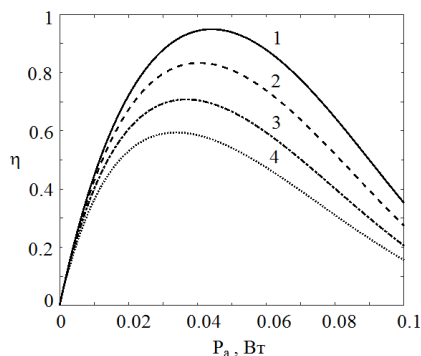


Рисунок 3 – Зависимость эффективности дифракции ИП η от мощности ультразвуковой волны P_a при различных длинах АО взаимодействия l : 1-5, 2-10, 3-15, 4-20 мм (кристалл TeO_2 , $\lambda_0=532$ нм, $M_2=793 \cdot 10^{-18} \text{ с}^3/\text{г}$, $h=4$ мм, $w=1$ мм, $\varphi=1^\circ$, $\Delta\gamma=1^\circ$)

Максимальное значение дифракционной эффективности $\eta=95\%$ достигает, например, при $l=1$ мм для мощности УЗ $P_a=0,043$ Вт. При увеличении длины АО взаимодействия величина мощности УЗ, при которой достигается максимальная эффективность дифракции смещается в сторону меньших УЗ мощностей.

Зависимость эффективности дифракции η ИП от мощности ультразвука P_a при различных $\Delta\gamma=\gamma_2-\gamma_1$ представлена на рисунке 4.

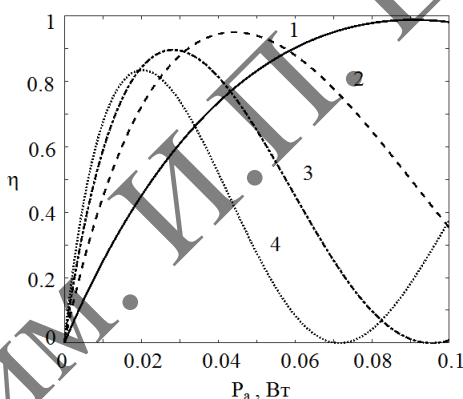


Рисунок 4 – Зависимость эффективности дифракции ИП η от мощности ультразвуковой волны P_a при различных углах $\Delta\gamma$: 1-0,01°, 2-0,02°, 3-0,03°, 4-0,04° (кристалл TeO_2 , $\lambda_0=532$ нм, $M_2=793 \cdot 10^{-18} \text{ с}^3/\text{г}$, $h=4$ мм, $l=10$ мм, $\varphi=1^\circ$)

Максимальное значение дифракционной эффективности $\eta=98\%$ достигает, например, при $\Delta\gamma=0,01^\circ$ для мощности УЗ $P_a=0,093$ Вт. При увеличении угла конусности $\Delta\gamma$ величина мощности УЗ, при которой достигается максимальная эффективность дифракции смещается в сторону меньших УЗ мощностей. При этом, однако, максимальное значение эффективности дифракции снижается до 82% при $\Delta\gamma=0,04^\circ$.

Заключение. В работе теоретически исследована брэгговская дифракция циркулярно поляризованных игольчатых световых пучков на медленной сдвиговой ультразвуковой волне в кристаллах парателлурита. Показано, что при изменении угла конусности, падающего на диафрагму бесселевого светового пучка, в условиях выделения центральной части пучка достигается высокая эффективность дифракции $\sim 82\text{--}98\%$ для сформированного падающего на акустооптическую ячейку ИП. Следует

отметить, что аналогичные особенности АО взаимодействия могут наблюдаться в кристаллах теллура в инфракрасном диапазоне спектра [6].

Список использованных источников

1. Linfoot, E.H. Diffraction Images in Systems with an Annular Aperture / E.H. Linfoot, E. Wolf // Proceedings of the Physical Society. Section B. – 1953. – V. 66, № 2. – P. 145.
2. Wolford, W.T. Use of Annular Aperture to Increase Focal Depth / W.T. Wolford // Journal of the Optical Society of America. – 1960. – V. 50, № 8. – PP. 749–753.
3. Формирование бесселевых световых пучков на больших расстояниях из кольцевых полей / Н.А. Хило, П.И. Ропот, П.К. Петров, В.Н. Белый // Известия НАН Беларуси. Сер. физ.-мат. наук. – 2022. – Т. 58, № 1. – С. 90–100.
4. Grunwaild, R. Needle beams: a review / R. Grunwaild, M. Bock // Advances in Physics: X. – 2020. – Vol. 8, № 1. 1736950 <https://doi.org/10.1080/23746149.2020.1736950>.
5. Белый, В.Н. Дифракция световых пучков на затухающих ультразвуковых волнах в оптически изотропных средах / В.Н. Белый, И.Г. Войтенко, Г.В. Кулак // Журнал прикладной спектроскопии. – 1992. – Т. 56, № 5–6. – С. 831–836.
6. Исследование акустооптических характеристик кристаллов теллура в режиме анизотропной дифракции / В.И. Балакший, В.Б. Волошинов, Г.А. Князев, Л.А. Кулакова // ЖТФ. – 2008. – Т. 78, В. 10. – С. 87–95.
7. Блистанов, А.А. Кристаллы квантовой и нелинейной оптики / А.А. Блистанов. – М. : МИСИС, 2000. – 431 с.
8. Балакший, В.И. Физические основы акустооптики / В.И. Балакший, В.И. Парыгин, Л.Е. Чирков. – М. : Радио и связь, 1985. – 279 с.

УДК 535.326

Г.В. Кулак, Т.В. Николаенко, Л.А. Тозик

Мозырский государственный педагогический университет имени И.П. Шамякина

РАСПРОСТРАНЕНИЕ СВЕТОВЫХ ВОЛН В ТРЕХМЕРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ S_i/S_iO_2

Развита теория распространения световых волн в трехмерных фотонных кристаллах методом преобразования Фурье в аналитической форме. Установлены дисперсионные зависимости и комплексные векторные амплитуды блоховских волн трехмерного фотонного кристалла. Показано, что в кристаллической структуре кристалла S_i/S_iO_2 плотность потока световой мощности для s-поляризованной волны в 2,5 раза больше, чем для p-поляризованной волны.

Ключевые слова: трехмерный фотонный кристалл, дисперсионная зависимость, функция Блоха, плотность потока мощности.

Введение. Наличие в веществе периодической структуры (фотонный кристалл (ФК)), имеющей период, близкий к длине электромагнитной волны, приводит к формированию в системе разрешенных для распространения волн зон и запрещенных фотонных зон [1].