

УДК 534.2.535.42

АКУСТООПТИЧЕСКАЯ ДИФРАКЦИЯ В УЛЬТРАЗВУКОВОМ ПОЛЕ ПРОФИЛИРОВАННОГО ПО ШИРИНЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ

© 2022 г. С. Н. Антонов^а, *, Ю. Г. Резвов^б, **

^аФрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, пл. Введенского 1, Фрязино, Московской обл., 141190 Россия

^бНовомосковский институт Российского химико-технологического университета им. Д.И. Менделеева, ул. Дружбы 8, Новомосковск, Тульской обл., 301665 Россия

*e-mail: olga-ant@yandex.ru

**e-mail: rezvovyug@mail.ru

Поступила в редакцию 30.12.2020 г.

После доработки 25.12.2021 г.

Принята к публикации 25.01.2022 г.

Проведено моделирование акустооптической дифракции на ультразвуковом поле медленной акустической моды в парателлуриде, генерируемом пьезопреобразователем 6-угольной формы в геометрии неаксиального акустооптического дефлектора. Установлено, что в сравнении с прямоугольным преобразователем использование профилированного по ширине преобразователя уменьшает характерный масштаб акустических неоднородностей. В результате параметры акустооптического взаимодействия приближаются к ситуации однородного акустического поля: увеличивается максимальная эффективность дифракции (особенно в режиме перемодуляции, при параметре Рамана–Ната, равном 3π), уменьшаются искажения поперечного профиля дифрагированного излучения.

Ключевые слова: анизотропная акустооптическая дифракция, акустооптический дефлектор, пьезопреобразователь

DOI: 10.31857/S0320791922030017

ВВЕДЕНИЕ

Акустооптика исследует взаимодействие оптического излучения с ультразвуковыми волнами в прозрачных средах. В настоящее время акустооптические (АО) устройства используются для управления лазерным излучением как модуляторы интенсивности, угловые сканеры, спектральные фильтры, сдвигатели частоты и др. Монографии [1–6] освещают фундаментальные основы и приложения АО взаимодействия.

На параметры АО приборов влияет геометрия акустического пьезопреобразователя. Как правило, используют плоские преобразователи в форме прямоугольника, трапеции, эллипса, шестиугольника, ромба и др. [7, 8]. В плосковолновом приближении влияние формы проявляется, если длина взаимодействия для составляющих светового пучка различна [9]. При одинаковой длине конфигурация преобразователя определяет неоднородность акустического поля вследствие дифракционных эффектов. Аналитически структура поля описывается в изотропной среде для преобразователей квадратной, прямоугольной, круглой и эллиптической формы. Для пьезопреобразователя произвольной конфигурации необходим численный расчет.

Дополнительно усложняет анализ акустическая анизотропия АО среды [10–12]. В частности, доминирующий АО материал парателлурид (α -TeO₂) имеет чрезвычайно большую акустическую анизотропию, вследствие чего ярко выражены эффекты сноса и сильного дифракционного искажения звукового пучка [13–16]. Это влияет на характер АО взаимодействия и параметры АО устройств [17–23].

Данная работа исследует влияние неоднородности акустического поля, возбуждаемого плоским пьезопреобразователем переменной ширины, на характеристики брэгговского АО взаимодействия в TeO₂ и, как следствие, на параметры АО устройств.

Данная работа исследует влияние неоднородности акустического поля, возбуждаемого плоским пьезопреобразователем переменной ширины, на характеристики брэгговского АО взаимодействия в TeO₂ и, как следствие, на параметры АО устройств.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ

Неаксиальная геометрия АО взаимодействия в парателлуриде, предложенная в [24], в настоящее время имеет широкий спектр применений (дефлекторы, модуляторы и др.) [25–27]. При этом продолжается совершенствование характеристик

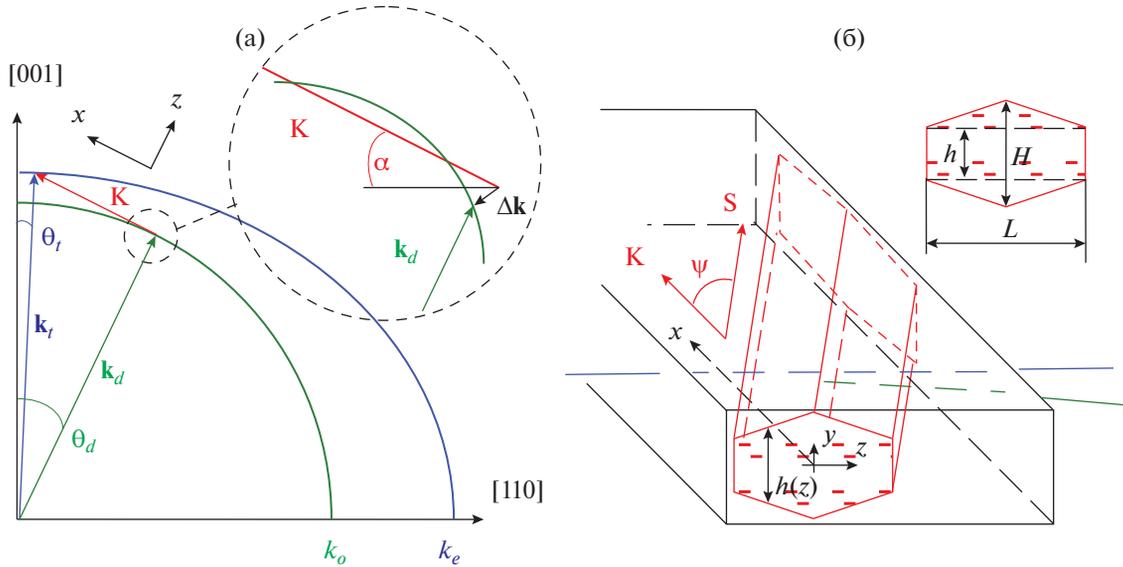


Рис. 1. (а) – Векторная диаграмма и (б) – объемная схема взаимодействия.

АО устройств, основанных на этой геометрии [28–30]. Особенности рассматриваемой геометрии АО взаимодействия в парателлурите иллюстрирует рис. 1.

Плоскость АО взаимодействия содержит оптическую ось и ось [110]. Используется плоский преобразователь длины L (размер в плоскости АО-дифракции) и переменной ширины $h(z)$. Волновой вектор \mathbf{K} возбуждаемого ультразвукового пучка направлен по нормали к преобразователю и составляет угол $\alpha = 4^\circ \dots 6^\circ$ с осью [110]. Используется поперечная медленная звуковая мода, фазовая скорость которой сильно зависит от направления и при указанном диапазоне угла α принимает значения $v_s = 633 \dots 652$ м/с. Вследствие сильной акустической анизотропии направление распространения энергии (вдоль групповой скорости \mathbf{S}) отклонено на угол $\psi = 35^\circ \dots 45^\circ$ от волнового вектора \mathbf{K} . Для расчета акустических характеристик использованы значения упругих модулей из [31]. В плосковолновом приближении возмущенная звуком область среды имеет форму цилиндра, ширина которого равна $L \cos \psi$. Можно отметить, что также используется АО взаимодействие в плоскости, не содержащей оптической оси [32, 33].

Рассматриваемый вариант реализует дифракцию в -1 порядок, при котором волновые векторы взаимодействующих волн образуют практически прямоугольный треугольник: $\mathbf{k}_d = \mathbf{k}_r - \mathbf{K} + \Delta \mathbf{k}$. Волновой вектор падающего света \mathbf{k}_r (необыкновенная мода) направлен под таким небольшим углом θ_r к оптической оси, чтобы волновой вектор дифрагированного света \mathbf{k}_d (обыкновенная мода) был ортогонален вектору \mathbf{K} в центре диапа-

зона пропускания. Очевидно, что в центре диапазона угол θ_d между оптической осью и вектором \mathbf{k}_d равен углу α . Вектор расстройки $\Delta \mathbf{k}$ направлен перпендикулярно вектору \mathbf{S} в плоскости АО взаимодействия. Обычно геометрия является не строго касательной, и при изменении частоты звука вектор \mathbf{K} пересекает волновую поверхность в двух близких точках. Это позволяет расширить диапазон сканирования за счет незначительной потери эффективности.

В зависимости от акустической мощности и параметра $\Delta k L \cos \psi$ падающее излучение делится между проходящим пучком (“ t ”) той же оптической моды и дифрагированным пучком (“ d ”, обыкновенная мода).

Звуковое поле, возбуждаемое плоским преобразователем, рассчитывается в параболическом приближении теории дифракции [11]. В этом приближении проекции волнового вектора плоских акустических волн связаны соотношением

$$K_x = K - \frac{S_y K_y + S_z K_z}{v_s} - \frac{w_y}{2K} K_y^2 - \frac{w_z}{2K} K_z^2 - \frac{w_{yz}}{K} K_y K_z,$$

где w_y, w_z, w_{yz} – безразмерные коэффициенты.

Особенности рассматриваемой геометрии заключаются в следующем. Снос акустической энергии происходит только в плоскости xz , при этом $\text{tg} \psi = S_z / v_s$. Коэффициент $w_{yz} = 0$, поэтому собственные векторы для матрицы \mathbf{w} направлены вдоль осей y и z . Сами значения w_y и w_z показывают, во сколько раз (относительно изотропной среды) приближается к преобразователю характерная структура ближнего поля, вызванная огра-

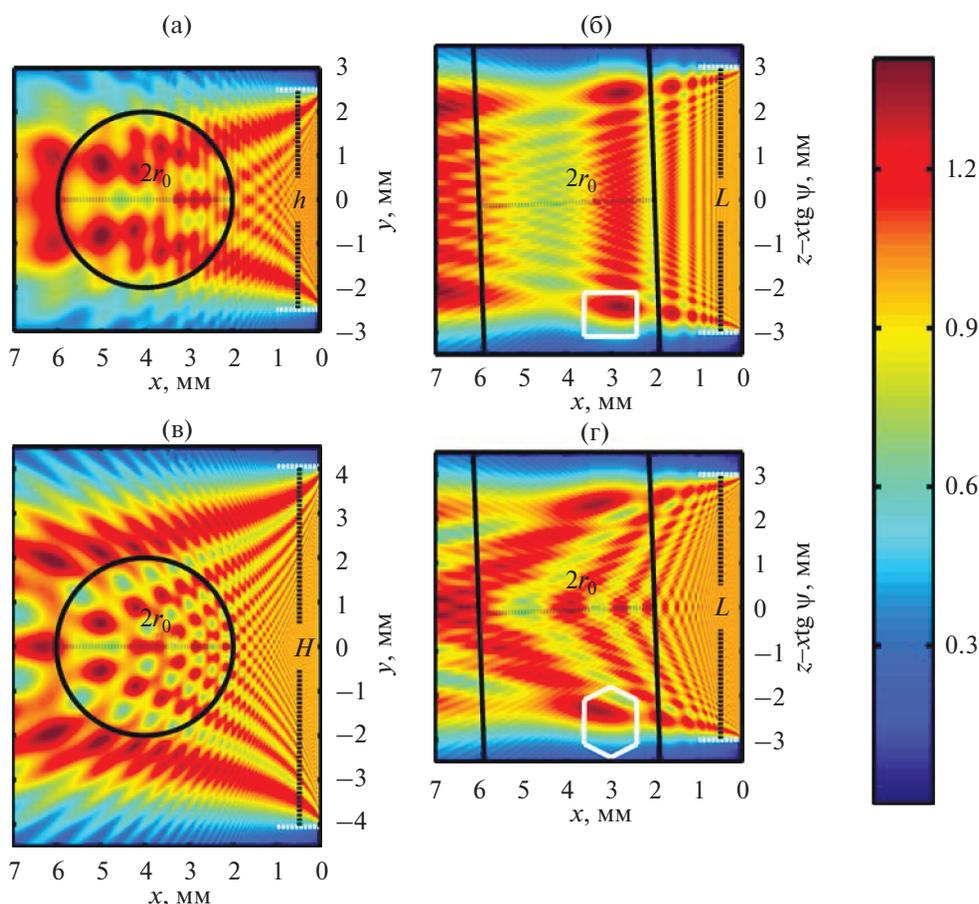


Рис. 2. Модуль амплитуды акустического поля в сечениях (а, в) $z - x \operatorname{tg} \psi = 0$, (б, г) $y = 0$ прямоугольного (верхний ряд) и 6-угольного (нижний ряд, $H = 8$ мм) преобразователя. Акустическая частота соответствует центру диапазона. Белые контуры на (б) и (г) пропорционально передают форму преобразователя.

нением поперечного размера акустического пучка по соответствующим осям.

Размеры преобразователя связаны с конкретной АО задачей. Ширина преобразователя h определяет допустимую световую апертуру. Выбор длины преобразователя L является компромиссом между полосой пропускания и мощностью управления.

Рассмотрим практический пример: угол $\alpha = 6^\circ$, скорость $v_s = 652$ м/с, угол сноса $\psi = 44.8^\circ$, коэффициенты квадратичной анизотропии $w_y = 45.8$, $w_z = 9.4$. При длине волны света $\lambda = 1.064$ мкм имеем $\theta_l = 4.46^\circ$ (при этом лучевая скорость света направлена под углом 3.93° к оптической оси, т.е. угол сноса света составляет 0.53°), центр диапазона пропускания располагается при частоте $f_s = 36.4$ МГц. Длина преобразователя равна $L = 6$ мм, ширина не может быть меньше значения $h = 5$ мм. Луч света с гауссовым распределением амплитуды ($r = 2$ мм – радиус пучка по уровню интенсивности $1/e^2$) пересекает возмущенную среду на некотором расстоянии от преобразователя.

Исследуем расчетным путем, как меняется акустическое поле и некоторые характеристики АО взаимодействия при замене прямоугольного преобразователя размером $L \times h$ (длина $L = 6$ мм, ширина $h = 5$ мм) на 6-угольный с шириной в центре $H = 6 \dots 8$ мм (ширина h на краях остается равной 5 мм).

Рис. 2 иллюстрирует неоднородность акустического поля (модуль амплитуды поля вблизи преобразователя принят за единицу) в пределах области АО взаимодействия. Преобразователь расположен в плоскости $x = 0$ (на рисунках – правая грань), белые штриховые линии дают границы акустического поля в плосковолновом приближении. Черные сплошные линии демонстрируют падающий световой пучок с апертурой $2r_0$.

Из-за сноса звукового пучка его осью является прямая $z - x \operatorname{tg} \psi = 0$ в плоскости $y = 0$. Поэтому замена координаты z на $z - x \operatorname{tg} \psi$ выглядит на рис. 2б и 2г как отсутствие сноса. Существенная неоднородность акустического поля в пределах светового пучка на таком небольшом расстоянии от преобразователя определяется значительной величи-

ной коэффициентов w_y и w_z . Их отношение равно $w_y/w_z = 4.9$, и при сопоставимых значениях L и h неоднородность вдоль хода светового луча менее значима, чем неоднородность поля по апертуре света (вызванная конечной шириной преобразователя).

Поэтому для прямоугольного преобразователя (ширина преобразователя постоянна) сильная неоднородность поля по апертуре света (рис. 2а) мало меняется по ходу светового луча (рис. 2б). При переходе к 6-угольному преобразователю неоднородность по апертуре (рис. 2в) остается значительной, а картина поля вдоль светового луча (рис. 2г) существенно меняется. В последнем случае свет пересекает области, характер неоднородности которых почти такой же, как у поля прямоугольного преобразователя, но на разном расстоянии от преобразователя.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Далее расчет характеристик АО взаимодействия производился в рамках модели, предложенной в [19] и близкой к модели работы [34].

Как видно из рис. 2, непостоянство ширины преобразователя уменьшает масштаб акустиче-

ских неоднородностей по ходу светового пучка, и поле представляет собой набор мелкомасштабных неоднородностей. В результате условия АО-дифракции для парциальных лучей, составляющих световой поток, выравниваются. Такое “дробление” неоднородностей приближает акустическое поле к модели однородного поля.

Величину АО-связи, которая зависит от характеристик взаимодействующих волн и фотоупругих свойств среды, задает безразмерный параметр Рамана–Ната. Рис. 3 показывает зависимость эффективности дифракции η (отношение мощности дифрагированного света к мощности падающего излучения) от параметра Рамана–Ната v в условиях точного синхронизма, т.е. при $\Delta k = 0$. В плосковолновом приближении эта зависимость аналитически описывается соотношением $\eta = \sin^2(v/2)$, является периодической и допускает предельную эффективность в 100%. Вследствие малой расходимости падающего света расчет в модели однородного поля (линия 1) фактически совпадает с этим выражением. При дифракции светового пучка в поле прямоугольного преобразователя (линия 2) уменьшается максимально достижимая эффективность дифракции. С увеличением параметра Рамана–Ната зависимость $\eta(v)$ все сильнее расходится с моделью однородного

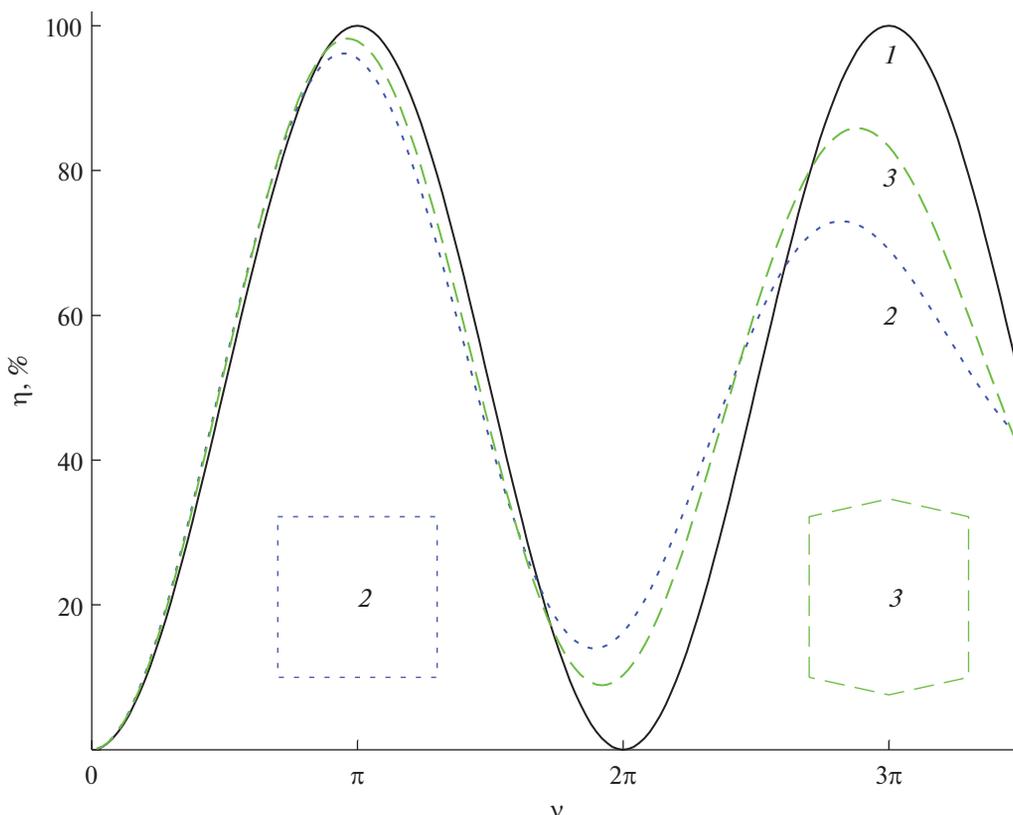


Рис. 3. Зависимость эффективности дифракции η от параметра Рамана-Ната v при точном синхронизме. 1 – модель однородного поля, 2 – прямоугольный преобразователь, 3 – 6-угольный преобразователь ($H = 6$ мм)

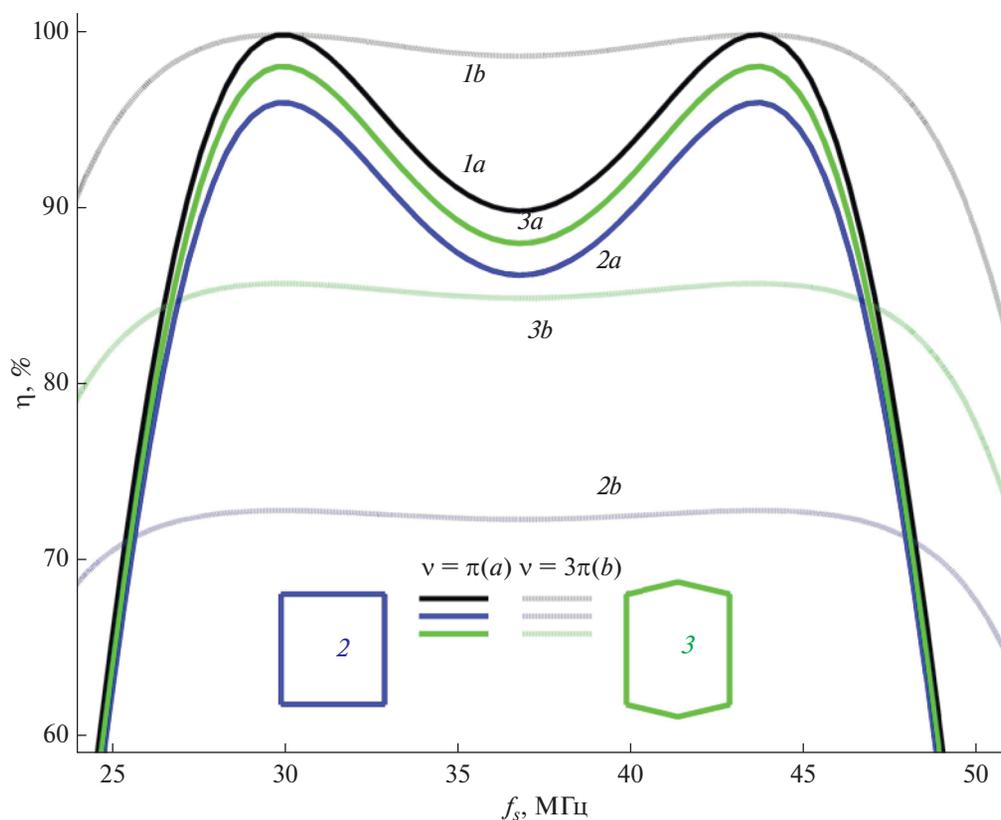


Рис. 4. Зависимость эффективности дифракции η от частоты звука f_s при значении параметра Рамана–Ната (а) – $v \cong \pi$, (б) – 3π . 1 – модель однородного поля, 2 – прямоугольный преобразователь, 3 – 6-угольный преобразователь ($H = 6$ мм).

поля. Хотя обычно используется диапазон этой зависимости до значения $v \cong \pi$ (первый максимум), ряд идей требуют режима перемодуляции, вплоть до второго максимума ($v \cong 3\pi$). Например, так можно расширить угловой диапазон АО дефлектора [35], несмотря на существенное увеличение потребляемой мощности. Переход к 6-угольному преобразователю (линия 3) приближает (за счет гомогенизации акустического поля) зависимость $\eta(v)$ к кривой, полученной в модели однородного поля. Расчет показывает, что это сближение улучшается с увеличением ширины H в центре 6-угольного преобразователя.

Следующий рис. 4 показывает зависимость эффективности дифракции η от частоты звука f_s . Характерная форма с провалом в центре обусловлена геометрией взаимодействия, когда точный синхронизм достигается при двух частотах.

Видно, что переход от прямоугольного к 6-угольному преобразователю увеличивает эффективность дифракции и приближает ее к зависимости в условиях однородного поля. Особенно это заметно в режиме перемодуляции (линии 1b, 2b, 3b на рис. 4), который требует на порядок больше акустической мощности, но характеризуется расширенным диапазоном сканирования и

более равномерной перестроечной кривой. Расчет показывает, что аналогично зависимости $\eta(v)$ увеличение ширины H в центре 6-угольного преобразователя улучшает перестроечную характеристику $\eta(f_s)$.

Еще один важный момент связан с поперечным распределением интенсивности $I(x, y)$ по апертуре падающего и дифрагированного световых пучков. Это существенно при использовании АО технологий в системах лазерной гравировки и маркировки [36–38]. Пусть падающий пучок имеет гауссово распределение (см. рис. 5а).

Отдельные парциальные лучи, составляющие пучок, вдоль своего пути проходят акустическое поле с различной структурой. Поэтому распределение оптической мощности по апертуре дифрагированного пучка будет искажено. Этот эффект существенно зависит от положения рабочей точки на графике $\eta(v)$ (см. рис. 3). Для максимумов зависимости, при $v \cong \pi$ и 3π , результат АО дифракции практически не зависит от вариаций управляющего напряжения и искажения минимальны. Наоборот, в рабочих точках с наибольшей крутизной зависимости $\eta(v)$ искажения будут самыми заметными.

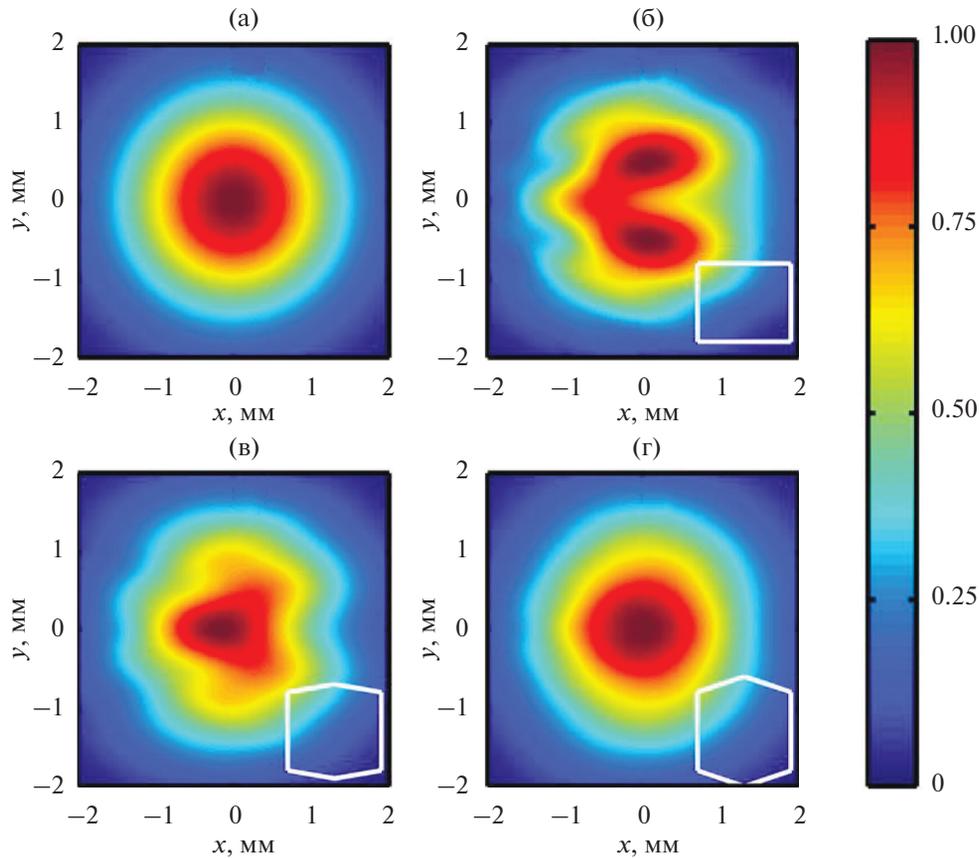


Рис. 5. Поперечный профиль интенсивности $I(x, y)$ светового пучка. (а) – Падающий свет, (б, в, г) – дифрагированный при эффективности $\eta = 80\%$. Форма преобразователя: (б) – прямоугольный, (в) – 6-угольный $H = 6$ мм, (г) – $H = 7$ мм.

Так как при перестройке частоты эффективность дифракции $\eta(f_s)$ меняется (рис. 4), также непрерывно будет меняться поперечная структура $I(x, y)$ дифрагированного пучка, приближаясь к структуре падающего пучка в двух точках максимальной эффективности. Дополнительным фактором является зависимость акустического поля от частоты звука. Увеличение частоты уменьшает дифракционное расплывание, поэтому наибольшие искажения возникают на низкочастотном крае диапазона пропускания. Интересно, что использование режима перемодуляции, из-за слабой зависимости $\eta(f_s)$, должно уменьшать рассмотренные искажения. Рис. 5 иллюстрирует тот факт, что переход от прямоугольного к 6-угольному преобразователю сближает поперечную структуру дифрагированного и падающего света.

Независимо от формы преобразователя (при сохранении апертуры и длины взаимодействия), для достижения заданного уровня эффективности дифракции необходимо сохранить плотность акустической мощности. Из-за разницы площадей преобразователей ($L(H + h)/2 > Lh$) рассмотренной формы, улучшение характеристик АО

взаимодействия требует увеличения потребляемой мощности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Расчетным путем получены следующие результаты.

1. Из-за высокой акустической анизотропии парателлурита ($\alpha\text{-TeO}_2$), при использовании неаксиальной геометрии и типичных по размеру преобразователей акустическое поле в пределах области АО взаимодействия существенно неоднородно. Результат АО дифракции зависит от формы преобразователя и отличается от дифракции на однородном акустическом пучке цилиндрической формы.

2. Использование профилированного по ширине преобразователя вместо прямоугольного при той же входной оптической апертуре и длине взаимодействия уменьшает характерный масштаб акустических неоднородностей по ходу светового пучка. В результате характеристики АО взаимодействия приближаются к модели однородного акустического поля: увеличивается максимальная эффективность дифракции (особенно

в режиме перемодуляции), уменьшаются искажения поперечного профиля дифрагированного излучения.

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания по теме 0030-2019-0014.

Авторы благодарят Благотворительный Фонд Андрея Мельниченко (The Andrey Melnichenko Foundation) за помощь в проведении данного исследования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Магдич Л.Н., Молчанов В.Я.* Акустооптические устройства и их применение. М.: Сов. радио, 1978.
2. *Балакиев В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е.* Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985.
3. *Корпел А.* Акустооптика. М.: Мир, 1993.
4. *Xu J., Stroud R.* Acousto-optic devices. N.Y.: Wiley, 1992.
5. *Задорин А.С.* Динамика акустооптического взаимодействия. Томск: Томский гос. ун-т, 2004.
6. *Молчанов В.Я., Китаев Ю.И., Колесников А.И., Нарвер В.Н., Розентейн А.З., Солодовников Н.П., Шаповаленко К.Г.* Теория и практика современной акустооптики. М.: МИСиС, 2015.
7. Design and fabrication of acousto-optic devices / Ed. *Goutzoulis A.P., Pape D.R.* N.Y.: Marcel Dekker, 1988.
8. *Bademian L.* Parallel-channel acousto-optic modulation // *Optical Engineering*. 1986. V. 25. № 2. P. 303–308.
9. *Волошинов В.Б., Князев Г.А.* Акустооптические ячейки с неодинаковой длиной взаимодействия в поперечном сечении светового луча // *Журн. техн. физ.* 2003. Т. 73. № 11. С. 118–122.
10. *Kharusi M.S., Farnell G.W.* Plane ultrasonic transducer diffraction fields in highly anisotropic crystals // *J. Acoust. Soc. Am.* 1970. V. 48. № 3B. P. 665–670. <https://doi.org/10.1121/1.1912187>
11. *Хаткевич А.Г.* Дифракция и распространение пучков ультразвукового излучения в монокристаллах // *Акуст. журн.* 1978. Т. 24. № 1. С. 108–115.
12. *Naumenko N.F., Chizhikov S.I., Molchanov V.Ya., Yushkov K.B.* Anisotropic diffraction of bulk acoustic wave beams in lithium niobate // *Ultrasonics*. 2015. V. 63. P. 126–129. <https://doi.org/10.1016/j.ultras.2015.06.019>
13. *Антонов С.Н., Кузнецова Е.В., Миргородский В.И., Проклов В.В.* Акустооптические исследования распространения медленной акустической волны в TeO_2 // *Акуст. журн.* 1982. Т. 28. № 4. С. 433–437.
14. *Белый В.Н., Казак Н.С., Павленко В.К., Катранжи Е.Г., Курилкина С.Н.* Особенности распространения пучков квазипоперечных упругих волн в кристалле парателлурита // *Акуст. журн.* 1997. Т. 43. № 2. С. 156–161.
15. *Belyi V.N., Kazak N.S., Pavlenko V.K., Katranji E.G., Kurilkina S.N.* Propagation of ultrasonic beams in paratellurite crystal // *Ultrasonics*. 1999. V. 37. № 5. P. 377–383. [https://doi.org/10.1016/S0041-624X\(99\)00013-X](https://doi.org/10.1016/S0041-624X(99)00013-X)
16. *Балакиев В.И., Манцевич С.Н.* Распространение акустических пучков в кристалле парателлурита // *Акуст. журн.* 2012. Т. 58. № 5. С. 600–609.
17. *Declercq N.F., Polikarpova N.V., Voloshinov V.B., Leroy O., Degrieck J.* Enhanced anisotropy in Paratellurite for inhomogeneous waves and its possible importance in the future development of acousto-optic devices // *Ultrasonics*. 2006. V. 44. Supplement. P. e833–e837. <https://doi.org/10.1016/j.ultras.2006.05.113>
18. *Антонов С.Н., Вайнер А.В., Проклов В.В., Резвов Ю.Г.* Новый акустооптический эффект – брэгговская дифракция без перемодуляции // *Журн. техн. физ.* 2009. Т. 79. № 6. С. 119–123.
19. *Антонов С.Н., Вайнер А.В., Проклов В.В., Резвов Ю.Г.* Влияние пространственной структуры звукового поля на брэгговскую акустооптическую дифракцию в условиях сильной акустической анизотропии // *Журн. техн. физ.* 2010. Т. 80. № 3. С. 97–106.
20. *Антонов С.Н., Вайнер А.В., Проклов В.В., Резвов Ю.Г.* Модификация параболического приближения теории дифракции ультразвукового пучка в сильноанизотропном кристалле // *Журн. техн. физ.* 2013. Т. 83. № 12. С. 11–16.
21. *Mantsevich S.N., Molchanov V.Ya., Yushkov K.B., Khorokin V.S., Kupreychik M.I.* Acoustic field structure simulation in quasi-collinear acousto-optic cells with ultrasound beam reflection // *Ultrasonics*. 2017. V. 78. P. 175–184. <https://doi.org/10.1016/j.ultras.2017.03.018>
22. *Вайнер А.В., Проклов В.В., Резвов Ю.Г., Сивкова О.Д.* Теория акустооптической фильтрации светового пучка в неоднородном акустическом поле // *Радиотехника и электроника*. 2017. Т. 62. № 10. С. 997–1009. <https://doi.org/10.7868/S0033849417100187>
23. *Mantsevich S.N., Balakshy V.I., Molchanov V.Ya., Yushkov K.B.* Influence of paratellurite anisotropy at the characteristics of acousto-optic interaction // *Physics Procedia*. 2015. V. 70. P. 725–728. <https://doi.org/10.1016/j.phpro.2015.08.111>
24. *Yano T., Kawabuchi M., Fukumoto A., Watanabe A.* TeO_2 anisotropic Bragg light deflector without mid-band degeneracy // *Applied Physics Letters*. 1975. V. 26. № 12. P. 689–691. <https://doi.org/10.1063/1.88037>
25. *Romer G.R.B.E., Bechtold P.* Electro-optic and Acousto-optic Laser Beam Scanners // *Physics Procedia*. 2014. V. 56. P. 29–39. <https://doi.org/10.1016/j.phpro.2014.08.092>
26. *Kirkby P.A., Nadella K.M.N.S., Silver R.A.* A compact acousto-optic lens for 2D and 3D femtosecond based 2-photon microscopy // *Optics express*. 2010. V. 18. № 13. P. 13720–13744. <https://doi.org/10.1364/OE.18.013720>
27. *Антонов С.Н., Резвов Ю.Г.* Акустооптические устройства на основе многолучевой дифракции // *Приборы и техника эксперимента*. 2020. № 6. С. 46–52. <https://doi.org/10.31857/S0032816220050262>

28. Антонов С.Н. Широкоугольный поляризационно-независимый акустооптический модулятор лазерного излучения на основе парателлурита // Акуст. журн. 2020. Т. 66. № 1. С. 8–15.
<https://doi.org/10.31857/S0320791919050046>
29. Антонов С.Н. Акустооптический дефлектор с отводом тепла от пьезопреобразователя при акустической изоляции теплоотвода // Акуст. журн. 2019. Т. 65. № 5. С. 588–595.
<https://doi.org/10.1134/S0320791919050034>
30. Антонов С.Н. Акустооптические дефлекторы на кристалле парателлурита. Методы увеличения эффективности и расширения угла сканирования // Приборы и техника эксперимента. 2019. № 3. С. 89–95.
<https://doi.org/10.1134/S0032816219020174>
31. Молчанов В.Я., Волошинов В.Б., Макаров О.Ю. Квазиколлинеарные перестраиваемые акустооптические фильтры на основе кристалла парателлурита для систем спектрального уплотнения и селекции каналов // Квантовая электроника. 2009. Т. 39. № 4. С. 353–360.
<http://mi.mathnet.ru/rus/qe/v39/i4/p353>
32. Котов В.М. Акустооптическая брэгговская дифракция в парателлурите на боковых лепестках пространственного спектра излучения акустического преобразователя // Акуст. журн. 2016. Т. 62. № 5. С. 525–530.
<https://doi.org/10.7868/S0320791916040109>
33. Антонов С.Н., Резвов Ю.Г. Акустооптический поляризационно-нечувствительный двухкоординатный дефлектор // Акуст. журн. 2021. Т. 67. № 2. С. 138–144.
<https://doi.org/10.31857/s0320791921020015>
34. Манцевич С.Н., Балакший В.И. Акустооптическое взаимодействие в неоднородном акустическом поле // Оптика и спектроскопия. 2015. Т. 118. № 4. С. 646–652.
<https://doi.org/10.7868/S0030403415040157>
35. Антонов С.Н. Акустооптический дефлектор – новый метод повышения эффективности и широкополосности // Журн. техн. физ. 2016. Т. 86. № 10. С. 155–158.
36. Kannatey-Asibu E. Principles of Laser Materials Processing. Hoboken: Wiley, 2009.
37. Steen W.M., Mazumder J. Laser Material Processing. N.Y.: Springer, 2010.
<https://doi.org/10.1007/978-1-84996-062-5>
38. Гладуш Г.Г., Смуров И.Ю. Физические основы лазерной обработки материалов. М.: Физматлит, 2017.