

Влияние акустической анизотропии кристалла парателлурита на двукратное акустооптическое брэгговское рассеяние света

© А.В. Захаров, В.Б. Волошинов

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119991 Москва, Россия
e-mail: azakharov@physics.msu.ru

(Поступило в Редакцию 27 марта 2015 г.)

Работа посвящена теоретическому и экспериментальному рассмотрению влияния акустической анизотропии на акустооптическое взаимодействие в оптически и акустически анизотропных средах. Рассмотрен специфический вид акустооптической дифракции с соблюдением условий фазового синхронизма одновременно для двух дифракционных максимумов. Даны аналитические выражения для параметров фазовой расстройки в зависимости от угла между векторами фазовой и групповой скоростей звуковой волны. Приведены результаты численного расчета интенсивности света в дифракционных максимумах и экспериментальные данные, полученные при наблюдении дифракции в кристалле парателлурита при угле акустического сноса 54° .

Введение

В большинстве случаев для создания акустооптических устройств применяются кристаллы с особыми оптическими и акустическими свойствами [1–4]. Для таких распространенных или перспективных в современной акустооптике материалов, как парателлурит TeO_2 , каломель Hg_2Cl_2 , бромид ртути Hg_2Br_2 и др., характерна сильная зависимость упругих свойств от направления распространения акустической волны в кристалле. Это проявляется в том, что направления фазовой V и групповой V_g скоростей акустической волны в общем случае не совпадают. Угол между векторами фазовой и групповой скоростей звуковой волны называется углом акустического сноса и для некоторых кристаллов может достигать $\Psi = 70^\circ$ и более [4]. В связи с этим в последнее время интенсивно ведутся исследования влияния акустической анизотропии на акустооптическое (АО) взаимодействие в кристаллах. Это влияние было проанализировано в одной из первых работ по данной тематике [5]. Позднее в работах [6,7] предложена и реализована математическая модель для нахождения интенсивности света в дифракционных порядках при АО-взаимодействии в оптически изотропной среде. Проведенный анализ показывает, что акустическая анизотропия влияет на интенсивность света в дифракционных максимумах, а также на диапазон допустимых углов падения $\Delta\theta$ световой волны и диапазон акустических частот дифракции Δf . Однако акустическая анизотропия влияет и на взаимодействие в оптически анизотропных средах [8–12].

Настоящая работа посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию влияния сноса акустической волны на параметры особого акустооптического взаимодействия, при котором условие брэгговского синхронизма выполняется не для одного порядка дифракции, как бывает обычно, а одновременно для двух максимумов. Данный вид взаимодействия, который условно

может быть назван двукратным брэгговским рассеянием, реализуется при определенных углах падения и в узком диапазоне акустических частот в оптически анизотропных кристаллах [13–16]. В ходе работы были получены расчетные и экспериментальные данные для подобной дифракции в кристалле парателлурита (TeO_2) при угле сноса акустической волны $\Psi = 54^\circ$.

1. Теоретическая часть

В работе рассматривается брэгговская дифракция падающей плоской световой волны с волновым вектором \mathbf{k}_0 в плоскости $(1\bar{1}0)$ кристалла парателлурита в акустическом поле, имеющем форму плоскопараллельного столба ширины l с волновым вектором \mathbf{K} , направленным под углом α к оси $[110]$ кристалла. Векторные диаграммы такого взаимодействия представлены на рис. 1. Как известно, данный режим акустооптического взаимодействия реализуется при выполнении условия фазового синхронизма Брэгга, когда угол падения света на ультразвук θ_i , отсчитываемый от направления волновых фронтов ультразвука (ось ξ на рис. 1), равен углу Брэгга θ_B . В этом случае волновые векторы \mathbf{k}_0 падающего нулевого и $\mathbf{k}_{\pm 1}$ дифрагированного $+1$ -го (или -1 -го) максимумов,

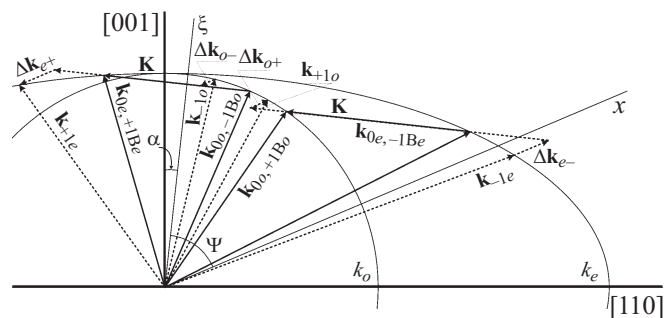


Рис. 1. Векторные диаграммы акустооптического взаимодействия в плоскости $(1\bar{1}0)$ кристалла парателлурита.

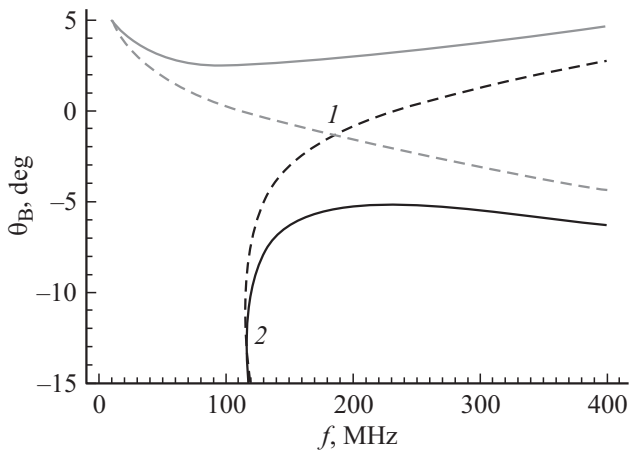


Рис. 2. Углочастотные характеристики акустооптического взаимодействия в плоскости (110) кристалла парателлуриата.

а также волновой вектор звуковой волны \mathbf{K} связаны соотношением

$$\mathbf{k}_0 \pm \mathbf{K} = \mathbf{k}_{\pm 1}. \quad (1)$$

В общем случае возможны четыре варианта анизотропной брэгговской дифракции: 1) рассеяние из нулевого обыкновенного максимума в +1-й необыкновенный максимум, 2) из нулевого обыкновенного в -1-й необыкновенный, 3) из нулевого необыкновенного в +1-й обыкновенный, 4) из нулевого необыкновенного в -1-й обыкновенный. На рис. 1 представлены векторные диаграммы для всех перечисленных вариантов взаимодействия. Здесь и далее на рисунках, в тексте и в формулах направление поляризаций падающей и дифрагированных световых волн обозначены индексами „o“ и „e“ для соответственно обыкновенно и необыкновенно поляризованных волн. Волновые векторы света и звука, соответствующие строгому выполнению условия брэгговского синхронизма, представлены на рис. 1 сплошными линиями; при этом волновые векторы, соответствующие падающей световой волне, в вариантах 1) и 2) совпадают с векторами дифрагированных волн той же поляризации соответственно в вариантах 4) и 3), и наоборот. Из векторных диаграмм рис. 1 можно рассчитать зависимости углов Брэгга от частоты ультразвука (углочастотные характеристики) для всех указанных вариантов дифракции. Такие зависимости при рассматриваемой геометрии взаимодействия в кристалле парателлуриата для красного света с длиной волны $\lambda = 633 \text{ nm}$ и главными показателями преломления обыкновенной и необыкновенной волн $n_o = 2.26$ и $n_e = 2.41$ представлены на рис. 2. При строгом выполнении условий брэгговского синхронизма (1) акустическая анизотропия кристалла практически не сказывается на интенсивности дифрагированного света.

В случае отхода от строгого выполнения условий брэгговского синхронизма векторное соотношение (1) модифицируется следующим образом:

$$\mathbf{k}_0 + \mathbf{K} + \Delta\mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_{+1} \quad (\mathbf{k}_0 - \mathbf{K} - \Delta\mathbf{k}_{-1} = \mathbf{k}_{-1}), \quad (2)$$

где $\Delta\mathbf{k}_p$ — векторы фазовой расстройки, всегда направленные перпендикулярно границам акустического столба. Вектору фазовой расстройки соответствует параметр фазовой расстройки Δk_p , который определяется как разность проекций волновых векторов дифрагированной, падающей и звуковой волн на ось x , перпендикулярную границам звукового столба [1,7]:

$$\Delta k_p = k_{p+1,x} - k_{p,x} - K_x.$$

Очевидно, в случае анизотропной брэгговской дифракции параметр фазовой расстройки зависит от поляризаций падающей и дифрагированной волн. При снос акустической волны ее волновой вектор направлен по отношению к вектору групповой скорости под углом сноса Ψ , следовательно и вектор фазовой расстройки ориентирован относительно волновых фронтов акустической волны под углом сноса. Таким образом, в акустически анизотропной среде параметр расстройки зависит еще и от угла акустического сноса Ψ .

На рис. 1 приращения волновых векторов звука, векторы фазовой расстройки и волновые векторы дифрагированного света, соответствующие всем четырем вариантам акустооптического взаимодействия при отходе от строгого выполнения условий брэгговского синхронизма, показаны штрихованными линиями. Пользуясь векторными диаграммами рис. 1, можно получить формулы для оценки параметров фазовой расстройки для всех вариантов дифракции. Так, если реализуется рассеяние из нулевого порядка с обыкновенной поляризацией в +1-й или -1-й необыкновенные дифракционные максимумы, то соответствующие параметры расстройки Δk_{e+} и Δk_{e-} (которым на рис. 1 соответствуют векторы расстройки $\Delta\mathbf{k}_{e+}$ и $\Delta\mathbf{k}_{e-}$) определяются по формулам

$$\begin{aligned} \Delta k_{e+} &= \frac{-[k_o^2 A_{e+} \sin(\Psi - \alpha) + k_e^2 B_{e+} \cos(\Psi - \alpha)]}{b} \\ &+ \frac{k_o k_e \sqrt{b - [k_o \sin(\Psi + \theta_i) + K \cos \Psi]^2}}{b}, \\ \Delta k_{e-} &= \frac{-[k_o^2 A_{e-} \sin(\Psi - \alpha) + k_e^2 B_{e-} \cos(\Psi - \alpha)]}{b} \\ &+ \frac{k_o k_e \sqrt{b - [k_o \sin(\Psi + \theta_i) - K \cos \Psi]^2}}{b}, \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} k_o &= \frac{2\pi n_o}{\lambda}, \quad k_e = \frac{2\pi n_e}{\lambda}, \\ b &= k_o^2 \sin^2(\Psi - \alpha) + k_e^2 \cos^2(\Psi - \alpha), \\ A_{e+} &= -k_o \sin(\alpha + \theta_i) - K \cos \alpha, \\ B_{e+} &= k_o \cos(\alpha + \theta_i) - K \sin \alpha, \\ A_{e-} &= -k_o \sin(\alpha + \theta_i) + K \cos \alpha, \\ B_{e-} &= k_o \cos(\alpha + \theta_i) + K \sin \alpha. \end{aligned}$$

В вышеприведенных соотношениях K — волновое число звуковой волны. В том случае, когда реализуется

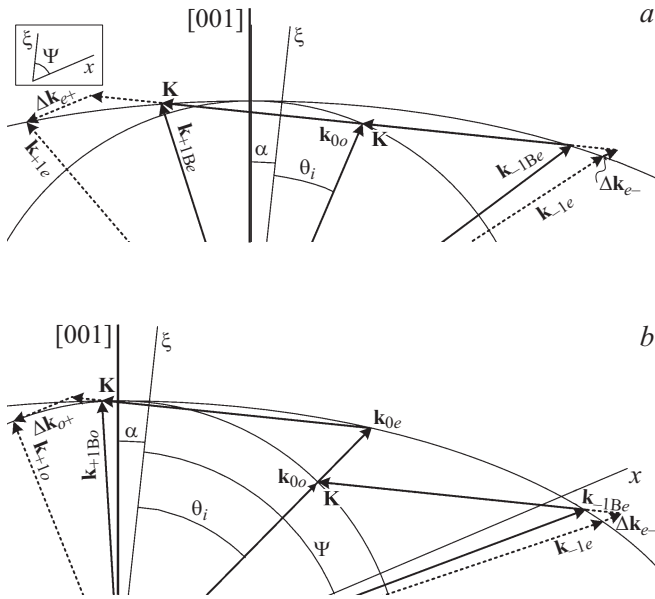


Рис. 3. Векторные диаграммы одновременного брэгговского рассеяния в два дифракционных максимума.

рассеяние из нулевого порядка с необыкновенной поляризацией в +1-й или -1-й обыкновенные дифракционные максимумы, соответствующие фазовые расстройки Δk_{o+} и Δk_{o-} (им на рис. 1 отвечают векторы $\Delta \mathbf{k}_{o+}$ и $\Delta \mathbf{k}_{o-}$) будут иметь следующий вид:

$$\begin{aligned} \Delta k_{o+} &= K \sin \Psi - k_i \cos(\Psi + \theta_i) \\ &+ \sqrt{k_o^2 - [k_i \sin(\Psi + \theta_i) + K \cos \Psi]^2}, \\ \Delta k_{o-} &= K \sin \Psi + k_i \cos(\Psi + \theta_i) \\ &- \sqrt{k_o^2 - [k_i \sin(\Psi + \theta_i) - K \cos \Psi]^2}, \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$k_i = \frac{k_o k_e}{\sqrt{k_o^2 \sin^2(\alpha + \theta_i) + k_e^2 \cos^2(\alpha + \theta_i)}}.$$

В формулах (3), (4) угол среза кристалла α , угол падения света θ_i и угол акустического сноса Ψ считаются положительными, если откладываются соответственно от осей $[001]$, ξ и x против часовой стрелки.

Как известно, в общем случае комплексные амплитуды C_p дифрагированных световых волн могут быть найдены из системы уравнений связанных мод [1]

$$\frac{dC_p}{dx} = \frac{q}{2l} [C_{p-1} \exp(j\Delta k_{p-1}x) - C_{p+1} \exp(-j\Delta k_{p+1}x)], \quad (5)$$

с граничными условиями $C_0(0) = 1$, $C_{p \neq 0}(0) = 0$. Как видно из системы, коэффициенты связи q и параметры фазовой расстройки Δk_p характеризуют эффективность обмена энергией между соседними дифракционными максимумами с номерами p и $p + 1$. Интенсивность света в дифракционных максимумах выражается

как произведение сопряженных комплексных амплитуд $I_p = C_p C_p^*$ на границе акустического поля при $x = l$. В случае брэгговской дифракции система уравнений (4), как правило, ограничивается двумя уравнениями. Применяя в этих уравнениях формулы параметров фазовой расстройки (1) и (2), можно рассчитать интенсивности света в соответствующих дифракционных максимумах, а также полосы допустимых частот звука и углов падения света.

Как видно из углочастотных характеристик рис. 2 и векторных диаграмм рис. 3, при определенных углах падения света и частотах ультразвука возможно выполнение условий брэгговского синхронизма одновременно для двух дифракционных максимумов. Далее рассматриваются два таких случая (на углочастотных характеристиках рис. 2 им соответствуют точки 1 и 2).

1.1. Первый вариант дифракции: одновременная брэгговская дифракция падающего обыкновенно поляризованного света в два максимума с необыкновенной поляризацией

Первый вариант — это одновременное рассеяние из обыкновенного нулевого в необыкновенные +1-й и -1-й максимумы. Векторная диаграмма такого взаимодействия представлена на рис. 3, а. Параметры фазовой расстройки в этом случае имеют вид (3), а система (5) состоит из трех уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dC_{0o}}{dx} &= \frac{q}{2l} [C_{-1e} \exp(j\Delta k_{e-}x) - C_{+1e} \exp(-j\Delta k_{e+}x)], \\ \frac{dC_{+1e}}{dx} &= \frac{q}{2l} C_{0o} \exp(j\Delta k_{e+}x), \\ \frac{dC_{-1e}}{dx} &= -\frac{q}{2l} C_{0o} \exp(-j\Delta k_{e-}x) \end{aligned} \quad (6)$$

с граничными условиями $C_{0o}(0) = 1$, $C_{\pm 1e}(0) = 0$. Как видно из углочастотных характеристик рис. 2, такой режим дифракции реализуется в кристалле парателлуриата при падении света под углом Брэгга, равным $\theta_B \approx -1.34^\circ$, и частоте ультразвука $f \approx 184$ МГц.

1.2. Второй вариант дифракции: одновременная брэгговская дифракция падающего произвольно поляризованного света в два максимума с ортогональными поляризациями

В случае, когда на вход акустооптической ячейки произвольно поляризованный свет падает под углом Брэгга $\theta_B \approx -12.6^\circ$, при частоте ультразвука $f \approx 117$ МГц реализуется более сложный вариант дифракции. В этом варианте падающая световая волна разделяется в кристалле на две части: необыкновенную и обыкновенную. Далее эти две волны дифрагируют со сменой поляризации соответственно в +1-й обыкновенный и в -1-й

необыкновенный максимумы. При этом система (5) состоит из четырех уравнений

$$\begin{aligned} \frac{dC_{0e}}{dx} &= -\frac{q}{2l} C_{+1o} \exp(-j\Delta k_{o+x}), \\ \frac{dC_{0o}}{dx} &= \frac{q}{2l} C_{-1e} \exp(j\Delta k_{e-x}), \\ \frac{dC_{+1o}}{dx} &= \frac{q}{2l} C_{0e} \exp(j\Delta k_{o+x}), \\ \frac{dC_{-1e}}{dx} &= -\frac{q}{2l} C_{0o} \exp(-j\Delta k_{e-x}) \end{aligned} \quad (7)$$

с граничными условиями $C_{0o,e}(0) = 0.5, C_{+1o,-1e}(0) = 0$. При этом параметр фазовой расстройки Δk_{o+} имеет вид, как в соотношениях (4), а параметр Δk_{e-} — как в соотношениях (3). Векторная диаграмма данного взаимодействия представлена на рис. 3, *b*.

2. Расчетная и экспериментальная части

Двукратная брэгговская анизотропная дифракция экспериментально исследовалась в кристалле парателлурита. В плоскости $(1\bar{1}0)$ кристалла при ориентации фронта медленной сдвиговой волны под углом $\alpha = -10^\circ$ к оси $[001]$ фазовая скорость звука составляет $V = 0.71 \cdot 10^5$ см/с, а угол сноса акустической волны $\Psi = 54^\circ$. Звук возбуждался в ячейке пьезопреобразователем, имеющим длину 1.1 см, при этом с учетом сноса акустической волны ширина звукового столба равна $l = 0.65$ см. Как было отмечено в разд. 1, в рассматриваемой плоскости для красного света с длиной волны $\lambda = 633$ нм главные показатели преломления кристалла имеют значения, равные $n_o = 2.26$ и $n_e = 2.41$, а рассматриваемые режимы дифракции реализуются вблизи углов Брэгга, имеющих значения -1.34° и -12.6° при частотах ультразвука, находящихся вблизи значений соответственно 184 и 117 МГц.

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 4. Световой пучок, генерируемый гелий-неоновым лазером 1, через систему зеркал 2 попадает на коллиматор 3, после чего проходит через диафрагму 4 и

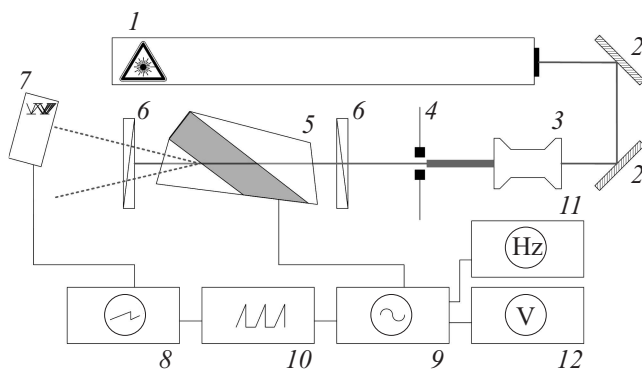


Рис. 4. Схема экспериментальной установки.

попадает в акустооптическую ячейку 5, находящуюся в скрещенных поляризаторах 6 (при наблюдении второго типа дифракции используется только один поляризатор на выходе ячейки и не используется коллиматор). Продифрагировавший свет попадает на ФЭУ 7, соединенный с осциллографом 8. Ультразвук возбуждается в ячейке в импульсном режиме ВЧ-генератором 9, запускаемым генератором синхроимпульсов 10, одновременно подающим синхроимпульсы и на вход осциллографа. Также к ВЧ-генератору подключены частотомер 11 и вольтметр 12.

В процессе работы были рассчитаны и получены экспериментально зависимости интенсивности света в дифракционных максимумах от частоты ультразвука при значении параметра связи $q = \pi/2$ в системе уравнений (5). При этом для иллюстрации влияния акустической анизотропии на двукратную брэгговскую дифракцию были дополнительно рассчитаны аналогичные зависимости интенсивности света, но при нулевом угле сноса.

2.1. Первый вариант дифракции

Расчетные и экспериментальные данные, полученные при исследовании одновременного рассеяния падающего обыкновенно поляризованного света в два максимума с необыкновенной поляризацией, представлены на графике рис. 5. На рис. 5, *a* представлены частотные зависимости интенсивности дифрагированного света в +1-м порядке, а на рис. 5, *b* — в -1-м максимуме. Левые кривые на каждом из рисунков получены из расчета при угле сноса $\Psi = 54^\circ$ (сплошные линии) и в отсутствие сноса $\Psi = 0^\circ$ (штриховые линии). Экспериментальным данным соответствуют правые кривые на рис. 5. Из расчета, а также из рисунка видно, что полоса частот дифракции в первых дифракционных максимумах в отсутствие акустического сноса практически одинакова и равна $\Delta f \approx 1.55$ МГц. Из-за акустического сноса частотный диапазон дифракции сужается до 0.83 МГц в +1-м максимуме и до величины 1.01 МГц в -1-м порядке. Таким образом, расчет показывает, что акустическая анизотропия кристалла парателлурита приводит к сужению частотных полос дифракции в 1.5–1.9 раза, а также к нарушению симметрии при рассеянии света в первые дифракционные порядки. Данный вывод потребовал экспериментального подтверждения. Эксперимент показал, что акустическая частота двукратного рассеяния $f^* \approx 188$ МГц незначительно отличалась от расчетного значения $f^* \approx 184$ МГц, что объясняется точностью изготовления ячейки. Из вида частотных кривых рис. 5 также видно, что в дифракционной картине наблюдается асимметрия. По порядку величины рассчитанные и измеренные полосы частот дифракции 0.78 и 0.85 МГц оказались близкими к предсказанным значениям 0.83 и 1.01 МГц. Таким образом, очевидно, акустическая анизотропия сказывается на полосе частот дифракции, причем асимметрия между порядками дифракции заметно увеличивается.

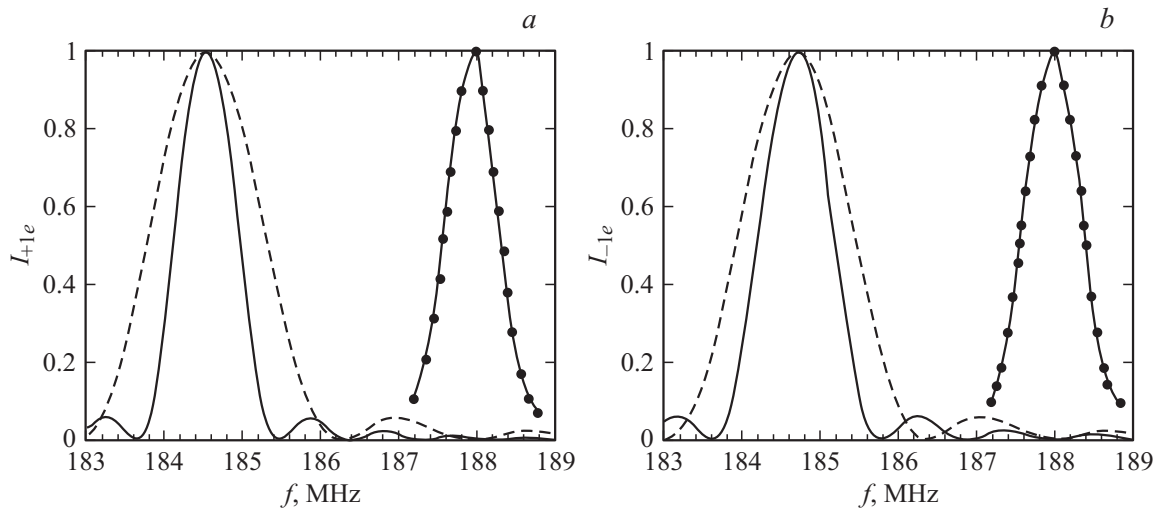


Рис. 5. Интенсивности света в дифракционных максимумах при одновременном рассеянии из нулевого обычного в два необыкновенных максимума.

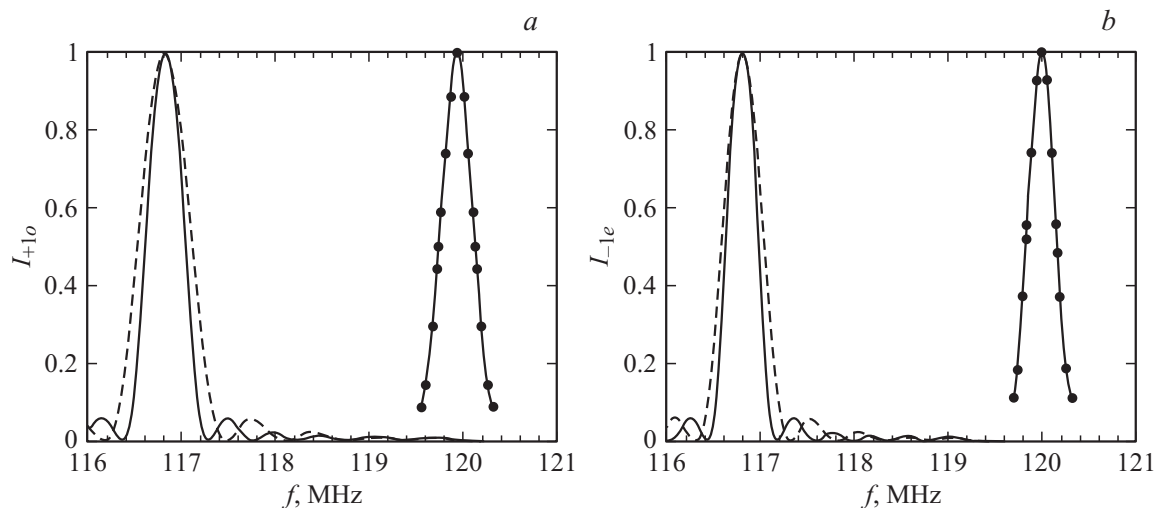


Рис. 6. Интенсивности света в дифракционных максимумах при одновременном рассеянии из нулевого необыкновенного в +1-й обычный и из нулевого обычного в -1-й необыкновенный порядки дифракции.

2.2. Второй режим дифракции

На рис. 6 представлены результаты расчета и измерений интенсивности дифрагированного света при одновременном рассеянии падающего произвольно поляризованного света в +1-й обычный (рис. 6, *a*) и -1-й необыкновенный (рис. 6, *b*) максимумы. В этом случае, как видно из графиков, рассчитанные полосы частот дифракции для обычного +1-го и необыкновенного -1-го дифракционных максимумов составили соответственно 0.41 и 0.34 МГц. Если бы сноса акустической волны не было, то эти полосы оказались бы равными соответственно 0.56 и 0.44 МГц. Таким образом, благодаря акустической анизотропии кристалла полосы частот дифракции сужаются в 1.3–1.4 раза. Эксперимент, подтверждая данную закономерность, дает для +1-го максимума ширину полосы дифракции 0.38 МГц, а для

-1-го — 0.33 МГц. Акустическая частота двукратного рассеяния, как и в первом случае и по той же причине, также несколько отличалась от расчетной и составляла $f^* \approx 120$ МГц.

Заключение

Проведенное исследование показывает, что акустическая анизотропия кристалла оказывает влияние на параметры анизотропной акустооптической брэгговской дифракции. Влияние сноса акустической энергии проявляется при нарушении условий брэгговского фазового синхронизма падающих и дифрагированных световых волн. Параметры фазовой расстройки позволили рассчитать частотные полосы дифракции для конкретной геометрии взаимодействия. Исследованы два варианта

дифракции в кристалле парателлуриата: рассеяние падающего обыкновенно поляризованного света в два максимума с необыкновенной поляризацией и дифракция произвольно поляризованного света в два максимума с ортогональной поляризацией. В первом случае в отсутствие акустической анизотропии частотные полосы дифракции имели бы практически одинаковую ширину. Однако вследствие сноса акустической энергии обе полосы сужаются, причем с нарушением указанной симметрии. Во втором случае частотные полосы дифракции также сужаются вследствие акустической анизотропии среды. В обоих случаях эксперимент продемонстрировал хорошее согласие с теорией. Таким образом, снос энергии акустической волны может приводить к существенному сужению частотных полос анизотропной акустооптической дифракции. Предложенная в работе теория позволяет учитывать данный эффект при разработке новых акустооптических устройств, например дефлекторов с удвоенным числом разрешимых элементов, приходящихся на заданный диапазон частот ультразвука, или коммутаторов оптических каналов в волоконно-оптических линиях связи.

Работа поддержана грантом Российского научного фонда 14-12-00380.

Список литературы

- [1] Балакиш В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985. 280 с.
- [2] Korpel A. Acousto-Optics. NY: Marcel Dekker, 1988. 265 p.
- [3] Goutzoulis A.P., Pape D.R., Kulakov S.V. Design and Fabrication of Acousto-Optic Devices. NY: Marcel Dekker, 1994. 520 p.
- [4] Буров В.А., Волошинов В.Б., Дмитриев К.В., Поликарпова Н.В. // УФН. 2011. Т. 181. № 11. С. 1205–1211.
- [5] Voloshinov V.B., Makarov O.Yu. // Proc. SPIE. 1998. Vol. 3581. P. 108–117.
- [6] Zakharov A.V., Polikarpova N.V., Blomme E. // Proc. SPIE. 2005. Vol. 5953. P. 59530D-1–59530D-10.
- [7] Zakharov A.V., Voloshinov V.B., Blomme E. // Ultrasonics. 2011. Vol. 51. P. 745–751.
- [8] Voloshinov V.B., Polikarpova N.V. // Acta Acust. 2003. Vol. 89. N 6. P. 930–935.
- [9] Балакиш В.И., Волошин А.С. // Опт. спектроск. 2011. Т. 110. № 5. С. 840–846.
- [10] Захаров А.В., Волошинов В.Б. // Сб. статей XV Междунар. молодежной научной школы „Когерентная оптика и оптическая спектроскопия“. Казань, 2011. С. 70–73.
- [11] Kastelik J.-C., Dupont S., Yushkov K.B., Gazalet J. // Ultrasonics. 2013. Vol. 53. P. 219–224.
- [12] Zakharov A.V., Voloshinov V.B. // Acta Phys. Pol. A. 2015. Vol. 127. P. 63–65.
- [13] Волошинов В.Б., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. астр. 1976. Т. 17. № 3. С. 305.
- [14] Voloshinov V.B., Molchanov V.Ya., Mosquera J.C. // Opt. Laser Technol. 1996. Vol. 28. N 2. P. 119–127.
- [15] Tchernyatin A., Blomme E., Voloshinov V. // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 2002. Vol. 4. P. 16–22.
- [16] Волошинов В.Б., Юшков К.Б. // Радиотехн. и электрон. 2007. Т. 52. № 6. С. 727–733.