

АКУСТООПТИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ДВУОСНЫХ КРИСТАЛЛАХ

© 2023 г. В. Я. Молчанов^{1,*}, М. И. Купрейчик^{1,2}, Н. Ф. Наumenко¹, А. И. Чижиков¹,
К. Б. Юшков¹, С. И. Чижиков¹

¹Университет науки и технологий МИСиС, Москва, Россия

²Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

*E-mail: aocenter@misis.ru

Поступила в редакцию 16.12.2022 г.

После доработки 15.05.2023 г.

Принята к публикации 10.07.2023 г.

Акустооптическое (АО) взаимодействие в оптически двуосных кристаллах представляет большой интерес благодаря разнообразию геометрий фазового синхронизма, обусловленному низкой симметрией акустических, оптических и фотоупругих свойств. Описано современное состояние исследований в области акустооптики двуосных кристаллов. Рассмотрены некоторые перспективные двуосные кристаллы орторомбической и моноклинной систем, представляющие практический интерес для создания АО-устройств. Проанализированы уникальные геометрии изотропной и анизотропной дифракции, существующие только в двуосных кристаллах, и приведен краткий обзор АО-приборов, созданных на основе таких кристаллов.

DOI: 10.31857/S0023476123600489, EDN: DKZBPS

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение
1. Акустические и оптические свойства кристаллов низших классов симметрии
1.1. Дифракция Фраунгофера в анизотропных средах
1.2. Акустические свойства кристаллов
1.3. Оптические свойства двуосных кристаллов
2. Фотоупругий и АО-эффект в орторомбических и моноклинных кристаллах
2.1. АО-качество кристаллов
2.2. Орторомбические кристаллы
2.3. Моноклинные кристаллы
3. Особые геометрии АО-взаимодействия
3.1. Основные типы анизотропной дифракции
3.2. Нетривиальные варианты изотропной дифракции
3.3. Некритичный фазовый синхронизм
4. Акустооптические устройства на основе двуосных кристаллов
4.1. АО-фильтры
4.2. АО-дефлекторы
4.3. АО-модуляторы и лазерные затворы
Заключение

ВВЕДЕНИЕ

Акустооптика является одним из направлений современной оптоэлектроники, в котором широко используются кристаллические материалы в качестве среды взаимодействия ультразвуковых и электромагнитных волн. Анизотропия оптических, акустических и фотоупругих свойств используется для создания разнообразных геометрий акустооптического (АО) взаимодействия [1–11]. Среди первых АО-кристаллов были исследованы некоторые оптически двуосные кристаллы [3, 9, 10], а также проанализированы некоторые отличия основных характеристик АО-дифракции в двуосных кристаллах [11] от одноосных.

В последние годы растет интерес к применению в акустооптике орторомбических и моноклинных кристаллов. Это обусловлено их более низкой симметрией по сравнению с одноосными кристаллами, что обеспечивает принципиально новые геометрии взаимодействия света и звука. Двуосные кристаллы также широко применяются в нелинейной оптике и лазерной физике [12, 13]. Многие из кристаллов, изначально нашедших применение в качестве матриц активных сред или нелинейно-оптических кристаллов, впоследствии были исследованы на предмет АО-свойств.

В настоящем обзоре рассмотрено современное состояние исследований АО-взаимодействия в двусосных кристаллах орторомбической и моноклинной систем. Хотя многие описанные в обзоре особенности АО-дифракции справедливы и для триклинных кристаллов, такие кристаллы отдельно не рассматриваются из-за фактического отсутствия исследований их АО-свойств.

1. АКУСТИЧЕСКИЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ НИЗШИХ КЛАССОВ СИММЕТРИИ

1.1. Дифракция Фраунгофера в анизотропных средах

Дифракция волновых пучков в анизотропных средах впервые была рассмотрена в акустике кристаллов [14]. Аналогичные основополагающие результаты в оптике двулучепреломляющих сред включают в себя обобщение принципа Гюйгенса–Френеля на анизотропные среды [15, 16]. На основе векторной теории дифракции аналитически описано параксиальное распространение гауссова пучка в оптически одноосных кристаллах [17]. Экспериментальные исследования акустических свойств кристаллов АО-методом ведут историю с работ по визуализации поверхностей медленности [18]. Затем АО-измерение пространственной структуры акустических полей позволило измерить распределение интенсивности объемных акустических волн (ОАВ) [19].

Одним из факторов, которые оказывают существенное влияние на характеристики АО-устройств, является дифракционная расходимость акустического и оптического пучков. Величина дифракционной расходимости волнового пучка в анизотропной среде зависит от направления распространения в кристалле и определяется кривизной волновой поверхности в окрестности выбранного направления.

Рассмотрим волновой пучок, распространяющийся в анизотропной среде с центральным волновым вектором $\mathbf{k}_0$. Для слабо расходящегося волнового пучка выполняется условие $k_{\perp} \ll k_{\parallel}$, где $k_{\parallel}$ и $k_{\perp}$ — продольная и поперечная компоненты волнового вектора, $k_{\parallel}$ можно представить в виде разложения по малому параметру $\mathbf{q}_{\perp} = \mathbf{k} - \mathbf{k}_0$ [20–22]:

$$k_{\parallel} = k_0 - \frac{1}{V} \mathbf{g} \cdot \mathbf{q}_{\perp} - \frac{1}{2k} \mathbf{q}_{\perp} \cdot \hat{W} \mathbf{q}_{\perp}, \quad (1)$$

где линейный коэффициент равен отношению поперечной компоненты вектора групповой скорости $\mathbf{g}$ к его продольной компоненте, а квадратичный коэффициент $\hat{W}$ — планальный тензор, т.е. $\mathbf{s} \cdot \hat{W} \mathbf{s} = 0$, характеризующий дифракционную расходимость пучка конечной апертуры. Компоненты тензора $\hat{W}$ в трехмерном случае принимают вид

ненты тензора $\hat{W}$ в трехмерном случае принимают вид

$$W_{ij} = \delta_{ij} - s_i s_j + h_i h_j + \frac{\partial h_i}{\partial s_j}, \quad (2)$$

где $\mathbf{h}$ — поперечная компонента нормированного вектора групповой скорости $\mathbf{h} = \mathbf{g}/V - \mathbf{s}$. Первые два слагаемых в (2) описывают изотропную среду, а последние — вклад анизотропии.

Два ненулевых собственных значения W_1 и W_2 тензора $\hat{W}$ соответствуют собственным векторам, лежащим в плоскости, нормальной к волновому вектору $\mathbf{k}$. Произведение собственных значений тензора $K = W_1 W_2$ представляет собой гауссову кривизну поверхности медленности с коэффициентом V^{-2} .

В зависимости от главных значений тензора $\hat{W}$ волновую поверхность в окрестности направления $\mathbf{k}_0$ можно аппроксимировать эллиптическим параболоидом ($K > 0$), гиперболическим параболоидом ($K < 0$), параболическим цилиндром ($K = 0$) или конусом (W_1 или W_2 не определен). Большой интерес представляет поиск направлений с $K = 0$, вдоль которых происходит автоколлимация пучка в одном из его главных сечений. Кроме того, коэффициенты W_1 и W_2 определяют дифракционную длину пучка в анизотропной среде, т.е. расстояние от источника до границы дальней зоны дифракции [23]: для источника размером r_0 дифракционная длина в направлениях, соответствующих собственным векторам тензора $\hat{W}$, равна

$$L_i = k r_0^2 / |W_i|. \quad (3)$$

Амплитудное распределение поля как в ближней, так и дальней зоне дифракции зависит только от абсолютной величины коэффициентов W_1 и W_2 , а их знак определяет только геометрию фазового фронта волны [23].

Тензор $\hat{W}$ зависит только от материальных параметров этой среды и характеризует ее пространственные дисперсионные свойства. В отличие от вектора $\mathbf{h}$, отражающего степень линейной дисперсии, тензор $\hat{W}$ определяет “квадратичную дисперсию” и может быть назван тензором “квадратичных коэффициентов анизотропии”.

1.2. Акустические свойства кристаллов

Поверхность медленности ОАВ, $V^{-1}(\mathbf{s})$, находится как решение задачи на собственные значения тензора Кристоффеля $\hat{\Lambda}$, компоненты которого зависят от упругих c_{ijkl} , пьезоэлектрических e_{ijk}

и низкочастотных диэлектрических ϵ_{ij} констант кристалла [24, 25]:

$$\Lambda_{il} = c_{ijkl}s_js_k + \frac{\xi_i\xi_l}{\epsilon_0\epsilon_{mn}s_ms_n}, \quad (4)$$

где $\xi_l = e_{jkl}s_js_k$ — пьезовектор направления, $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}$ Ф/м — диэлектрическая постоянная. Собственные векторы тензора $\hat{\Lambda}$ являются векторами смещения акустических мод $\mathbf{u}$.

Как известно, поверхность медленности состоит из трех полостей, относящихся к квазипродольной и двум квазисдвиговым модам, распространяющимся в заданном направлении с различными скоростями $V_{(1)} \geq V_{(2)} \geq V_{(3)}$ и взаимно ортогональными векторами смещения $\mathbf{u}$; индексы в скобках обозначают номер моды ОАВ. Каждая из мод характеризуется своей дифракционной расходимостью. Равенство скоростей двух мод соответствует направлению акустической оси. Акустические оси существуют во всех известных кристаллах, хотя теоретически возможны такие наборы упругих констант в низкосимметричных кристаллах, при которых акустических осей не существует [26–29]. В подавляющем большинстве кристаллов существует вырождение только между двумя квазисдвиговыми модами, т.е. $V_{(2)} = V_{(3)}$. Вырождение квазипродольной и квазисдвиговой волн, т.е. $V_{(1)} = V_{(2)}$, тоже возможно и существует, например, в самом распространенном из АО-кристаллов — парателлурите TeO_2 [30–32]. Другим известным кристаллом, в котором существует вырождение двух быстрых мод, является орторомбический формиат кальция $\text{Ca}(\text{HCOO})_2$ [27].

Для нахождения тензора дифракции ОАВ удобно воспользоваться выражением (2). Вектор групповой скорости в пьезоэлектрическом кристалле находится из выражения [33]:

$$g_i = \frac{1}{\rho V} \left[c_{ijkl}u_ju_k s_l + G(e_{ijk}s_js_k + e_{kij}s_ku_j) - G^2\epsilon_{ij}s_j \right], \quad (5)$$

где ρ — плотность, $G = \xi_l u_l (\epsilon_0 \epsilon_{mn} s_m s_n)^{-1}$. Далее для вычисления тензора $\hat{W}$ используется нормированная поперечная компонента $\mathbf{h}$ вектора $\mathbf{g}$ и выполняется численное дифференцирование по вектору $\mathbf{s}$.

На рис. 1, 2 показаны свойства ОАВ в кристаллах йодноватой кислоты $\alpha\text{-HIO}_3$ и калий-иттриевого вольфрамата $\text{KY}(\text{WO}_4)_2$. На рисунках приведены стереографические проекции фазовой скорости V , угла сноса энергии χ и коэффициента дифракции K . В орторомбическом кристалле плоскости x_1x_2 , x_1x_3 и x_2x_3 являются плоскостями симметрии акустических свойств; в моноклинном кристалле осью симметрии второго порядка

является ось x_2 , а плоскостью симметрии — x_1x_3 . В направлении акустических осей конического типа $K \rightarrow \infty$, следовательно, наблюдается максимальное сгущение изолиний на графиках коэффициентов дифракции. Отметим, что в кристалле $\text{KY}(\text{WO}_4)_2$ существует область направлений, в которой одновременно $W_1 < 0$ и $W_2 < 0$ для медленной квазисдвиговой ОАВ [34].

Направления вблизи конических осей интересны тем, что в их окрестности поле поляризаций сингулярно, причем локальные топологические свойства волновых поверхностей и поля поляризаций имеют универсальное описание для акустических и оптических волн [35, 36]. Одним из свойств этой сингулярности является сильная зависимость АО-свойств кристаллов от направления, поскольку поляризации как акустических, так и оптических мод определяют эффективность АО-дифракции, как будет показано в разд. 2.2.

Известно определение акустических коэффициентов анизотропии как коэффициентов степенного ряда разложения волнового числа по углам [14, 19]. В ряде работ для количественной оценки анизотропии ОАВ был введен параметр, равный отношению ширины лучевого спектра, т.е. угла раствора векторов групповой скорости, к ширине углового спектра плоских волн [37, 38]. Данная величина зависит от конкретной геометрии пьезоэлектрического преобразователя и выбранной частоты ультразвука. Кроме того, ее расчет дает правильные значения коэффициентов расходимости только в том случае, если рассматриваемая плоскость сечения пучка совпадает с одной из плоскостей главных кривизн поверхности медленности, т.е. только для направлений вектора волновой нормали $\mathbf{s}$, лежащих в плоскости симметрии. Использование тензора $\hat{W}$ является более общим подходом и позволяет найти направления плоскостей главных кривизн поверхности медленности для произвольных $\mathbf{s}$, так как эти плоскости определяются собственными векторами $\hat{W}$.

1.3. Оптические свойства двуосных кристаллов

Оптические и диэлектрические свойства кристаллов определяются тензором диэлектрической проницаемости $\hat{\epsilon}$ на оптических частотах, связывающим вектор электромагнитной индукции с вектором напряженности: $D_i = \epsilon_{ij}E_j$. Для анализа АО-взаимодействия используют диэлектрическую систему координат, которая в орторомбическом кристаллах совпадает с кристаллографической; в моноклинных кристаллах одна из диэлектрических осей совпадает с осью симметрии второго порядка, а две другие оси лежат в плоскости симметрии и произвольно повернуты относи-

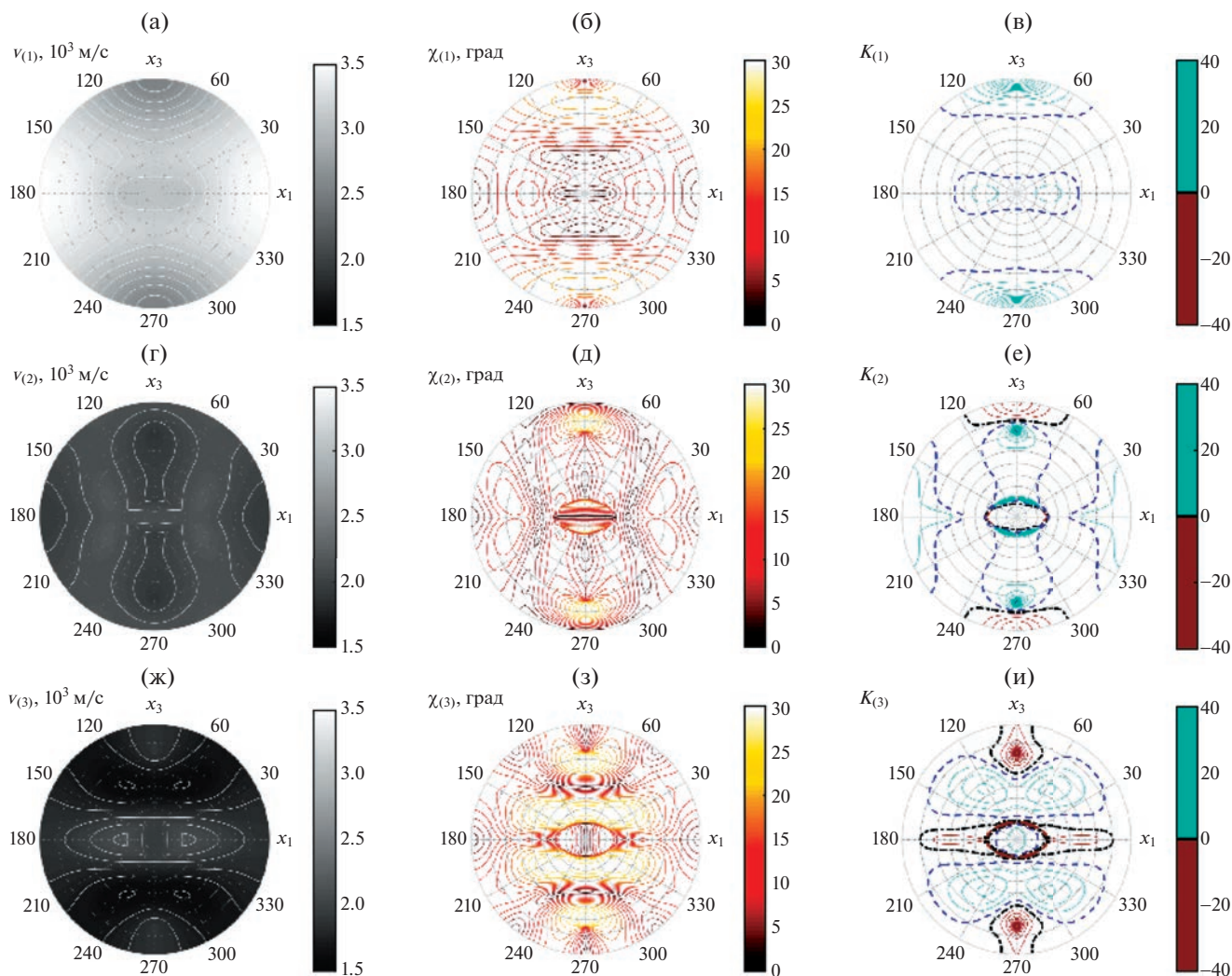


Рис. 1. Акустические свойства орторомбического кристалла $\alpha\text{-HfO}_3$ в стереографической проекции на плоскость x_1x_3 : а, г, ж — фазовая скорость, изолинии построены через 100 м/с; б, д, з — угол сноса энергии, изолинии построены через 2° ; в, е, и — коэффициент дифракции упругой волны, изолинии построены с интервалом 1; штрихпунктирные линии — изолинии уровня $K = 0$, штриховые линии — изолинии уровня $K = 1$. Моды ОАВ: а—в — квазипродольная, г—е — быстрая квазисдвиговая, ж—и — медленная квазисдвиговая.

тельно кристаллографических осей. Дисперсия показателей преломления в моноклинных кристаллах включает в себя, в том числе, поворот диэлектрических осей вокруг оси x_2 . В моноклинных кристаллах возможны две различных ориентации поверхности показателей преломления. Если ось x_2 соответствует диэлектрической оси N_m , то плоскость диэлектрических осей совпадает с плоскостью симметрии x_1x_3 , а если ось x_2 соответствует одной из осей N_p или N_g , плоскость оптических осей параллельна оси симметрии кристалла.

Для вычисления основных характеристик АО-взаимодействия находят показатели преломления n и векторы поляризации $\mathbf{d}$ взаимодействующих волн методом эллипсоида показателей преломления [39]. В данном методе используется по-

перечная компонента тензора диэлектрической непроницаемости $\hat{\eta} = \hat{\varepsilon}^{-1}$. Собственные векторы поперечного тензора непроницаемости, $\mathbf{d}^{(1)}$ и $\mathbf{d}^{(2)}$, сортируются по убыванию фазовых скоростей: $n_{(1)} \leq n_{(2)}$. Зависимости $n_{(1)}(\mathbf{s})$ и $n_{(2)}(\mathbf{s})$ описывают двуполостную поверхность показателей преломления с коническими точками вырождения при $n_{(1)} = n_{(2)}$ — оптическими осями. При учете поглощения кристалла происходит расщепление оптических осей кристалла [40], что может менять конфигурацию приосевых геометрий АО-взаимодействия. Существенные изменения таких геометрий также будут иметь место в оптически активных кристаллах. Возможность применения таких геометрий АО-взаимодействия для управ-

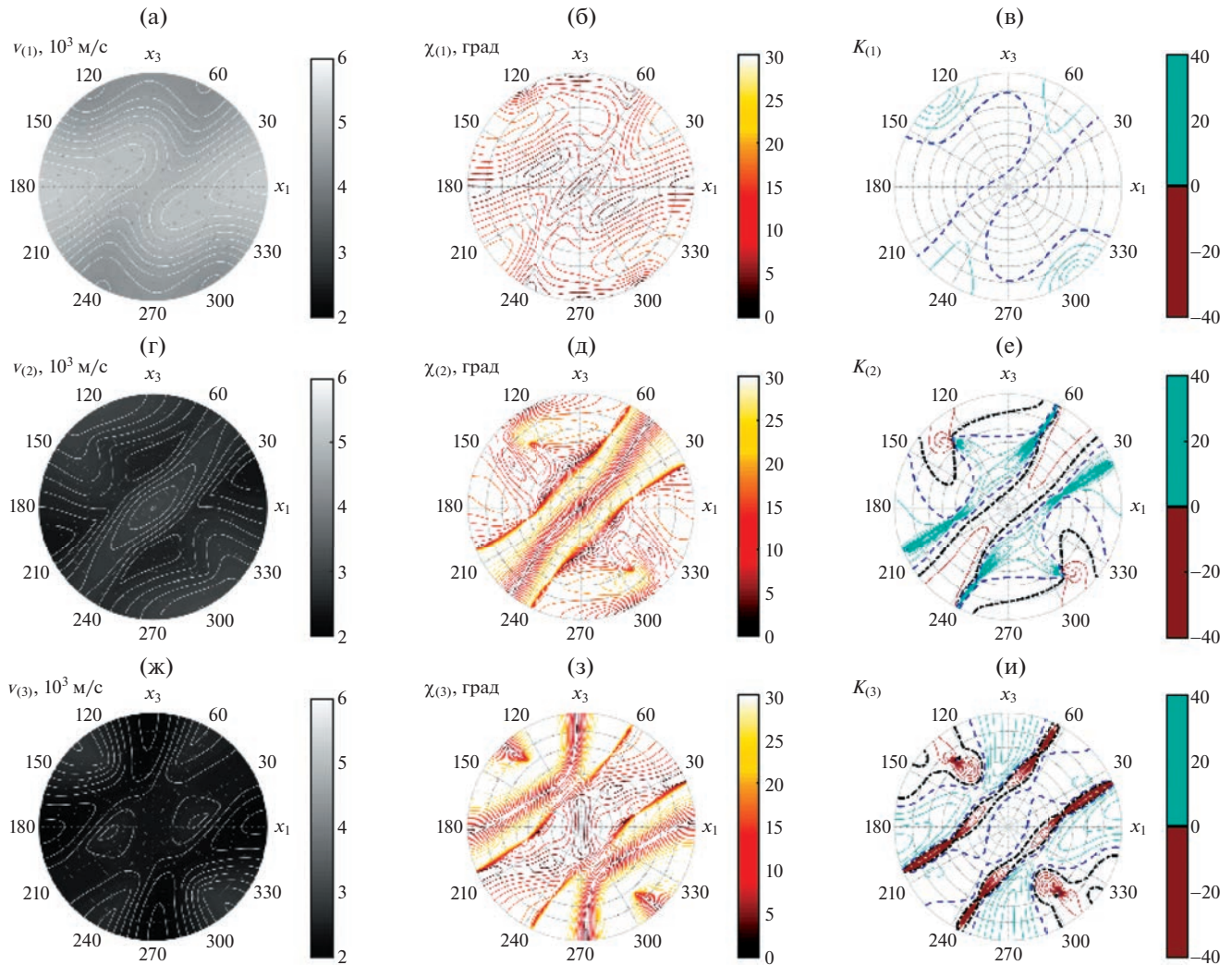


Рис. 2. Акустические свойства моноклинного кристалла $\text{KY}(\text{WO}_4)_2$ в стереографической проекции на плоскость x_1x_3 : а, г, ж — скорость; б, д, з — угол сноса энергии; в, е, и — коэффициент дифракции упругой волны. Моды ОАВ: а–в — квазипродольная, г–е — быстрая квазисдвиговая, ж–и — медленная квазисдвиговая. Обозначения и изолинии аналогичны рис. 1.

ления бесселевыми векторными пучками рассмотрена в [41].

При рассмотрении АО-взаимодействия в двuosных кристаллах необходимо учитывать и кривизну поверхностей показателей преломления, так как она в ряде случаев определяет угловую ширину фазового синхронизма. Тензор дифракции определяется выражением (2). Для его нахождения используется поперечная компонента групповой скорости в виде

$$\mathbf{h} = \frac{\mathbf{w}}{(\mathbf{s} \cdot \mathbf{w})} - \mathbf{s}. \quad (6)$$

Найденный вектор $\mathbf{h}$ подставляется в выражение (2) для вычисления компонент тензора дифракции $\hat{W}$. При анализе АО-взаимодействия

собственные значения тензора дифракции для оптической волны являются определяющими для нахождения топологии двумерной передаточной функции (ДПФ) и угловой ширины не критичного фазового синхронизма (НФС) [23, 42].

В ряде случаев для решения оптической задачи в двuosных кристаллах удобно использовать ковариантный метод Федорова [43], согласно которому тензор $\hat{\eta}$ можно представить в аксиальном виде и выразить через единичные векторы направлений оптических осей кристалла $\mathbf{C}_1$ и $\mathbf{C}_2$:

$$\hat{\eta} = A + B[\mathbf{C}_1 \otimes \mathbf{C}_2 + \mathbf{C}_2 \otimes \mathbf{C}_1], \quad (7)$$

где коэффициенты A и B определяются тензором $\hat{\epsilon}$: $A = \epsilon_{22}^{-1}$ и $B = (\epsilon_{33} - \epsilon_{11}) / (2\epsilon_{11}\epsilon_{33})$; знак $\otimes$ обозначает внешнее произведение векторов (диаду). Тогда

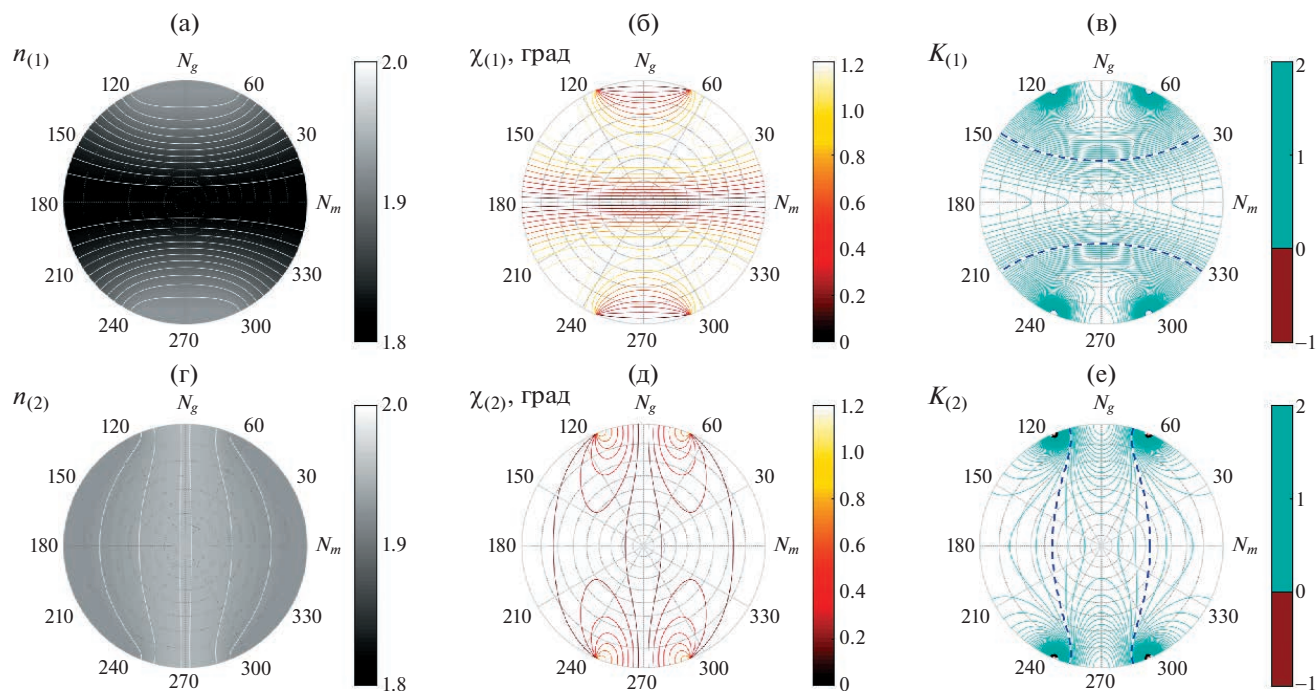


Рис. 3. Оптические свойства орторомбического кристалла α -HfO₃ в стереографической проекции на плоскость $N_g N_p$: а, г — показатель преломления, изолинии построены через 0.1; б, д — угол сноса энергии, изолинии построены через 0.1; в, е — коэффициент дифракции упругой волны, изолинии построены через 0.1, штриховые линии — изолинии уровня $K = 1$. Оптические моды: а–в — быстрая, г–е — медленная.

показатели преломления быстрой и медленной мод в двусном кристалле, $n_{(1)}$ и $n_{(2)}$ соответственно, в направлении вектора $\mathbf{s}$ вычисляются как

$$n_{(1,2)}^2 = A + B[(\mathbf{s} \times \mathbf{C}_1) \cdot (\mathbf{s} \times \mathbf{C}_2) \pm |\mathbf{s} \times \mathbf{C}_1| \cdot |\mathbf{s} \times \mathbf{C}_2|], \quad (8)$$

что существенно упрощает получение аналитических выражений.

На рис. 3, 4 приведены результаты расчетов оптических свойств кристаллов α -HfO₃ и KY(WO₄)₂. На рисунках показаны стереографические проекции показателя преломления n , угла сноса энергии χ и коэффициента дифракции K . Коэффициент дифракции K положителен для всех направлений, за исключением области, лежащей вокруг оптической оси внутри конуса внешней конической рефракции.

Перспективы создания новых типов АО-устройств на основе двусных кристаллов связаны именно с направлениями вблизи оптических осей. Особые геометрии АО-взаимодействия, существующие только в направлениях с сильной оптической анизотропией, рассмотрены в разд. 3.

2. ФОТОУПРУГИЙ И АО-ЭФФЕКТ В ОРТОРОМБИЧЕСКИХ И МОНОКЛИННЫХ КРИСТАЛЛАХ

2.1. АО-качество кристаллов

В одноосных кристаллах принято выделять два типа АО-дифракции: изотропную и анизотроп-

ную. Изотропная дифракция происходит с сохранением оптической моды, а анизотропная — с преобразованием оптической моды в ортогональную. Такое деление возможно благодаря однозначной классификации обыкновенной и не-обыкновенной волн. Изотропная дифракция в одноосных кристаллах по характеристикам аналогична АО-взаимодействию в изотропных средах и, как правило, используется в АО-модуляторах (АОМ). За исключением случаев распространения одного из порядков дифракции вблизи оптической оси гиротропного кристалла, можно считать, что поляризация всех дифракционных порядков одинакова. Характеристики анизотропной дифракции в одноосных кристаллах существенно зависят от направления оптических волн и ОАВ относительно кристаллографических осей. Такой тип дифракции нашел широкое применение в АО-дефлекторах (АОД) и фильтрах (АОФ).

В двусных кристаллах аналогичное деление на изотропную и анизотропную дифракцию возможно только для направлений распространения света, лежащих далеко от оптических осей. Вблизи оптической оси наблюдается сингулярность поля поляризации, и даже если порядки дифракции принадлежат одной оптической моде, их поляризация может сильно различаться. Кроме того, для оптических пучков, распространяющихся вблизи оптической оси двусного кристалла, возможны особые геометрии АО-взаимодействия, имеющие черты как изотропной, так и анизо-

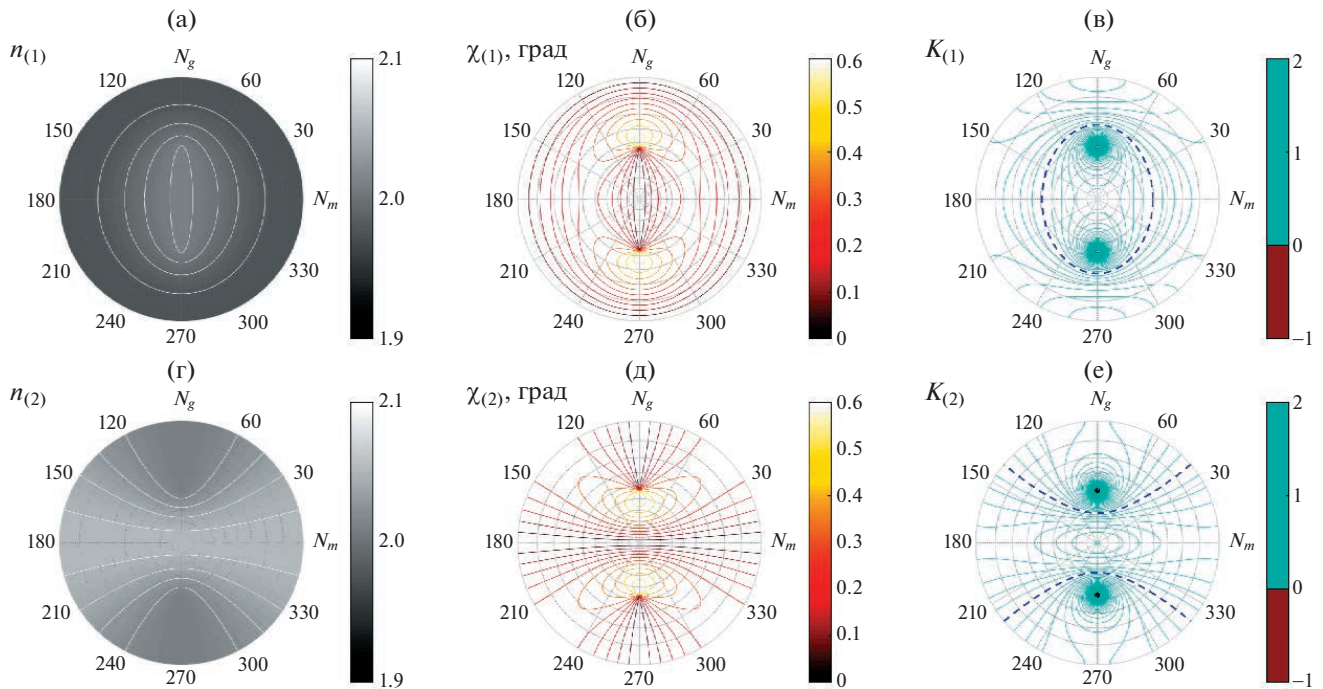


Рис. 4. Оптические свойства моноклинного кристалла $\text{KY}(\text{WO}_4)_2$ в стереографической проекции на плоскость $N_m N_g$: а, г — показатель преломления, изолинии построены через 0.1; б, д — угол сноса энергии, изолинии построены через 0.05°; в, е — коэффициент дифракции упругой волны, изолинии построены через 0.1, штриховые линии — изолинии уровня $K = 1$. Оптические моды а–в — быстрая, г–е — медленная.

тропной дифракции. В качестве собственных оптических мод двусосного кристалла в кристаллооптике принято рассматривать медленную (s) и быструю (f) оптические волны. Придерживаясь указанного правила выделения собственных мод, будем называть анизотропным такой режим дифракции, в ходе которого происходит изменение типа оптической моды (процессы $s \rightarrow f$ и $f \rightarrow s$); в противном случае будем считать АО-рассеяние изотропным. Такие геометрии рассмотрены в разд. 3.

Выбор определенной геометрии АО-взаимодействия подразумевает, что направления волновых векторов ультразвука, падающего и дифрагировавшего света определены и удовлетворяют условию фазового синхронизма. Для данной геометрии решаются акустическая задача, т.е. находится фазовая скорость V и единичный вектор смещения $\mathbf{u}$, и оптическая задача, т.е. находятся показатели преломления $n_{(0)}$ и $n_{(1)}$ и векторы поляризации $\mathbf{d}^{(0)}$ и $\mathbf{d}^{(1)}$ для нулевого и первого порядков дифракции соответственно. Здесь индексы 0 и 1 соответствуют номеру дифракционного порядка. Тогда величина эффективной фотоупругой константы вычисляется как

$$p_{\text{eff}} = d_i^{(0)} d_j^{(1)} p_{ijk} u_k s_l^{(\text{ac})}, \quad (9)$$

где $\mathbf{s}^{(\text{ac})}$ — единичный вектор волновой нормали ультразвука, $\hat{p}$ — тензор фотоупругих констант кристалла. Величина АО-качества определена как

$$M_2 = \frac{n_{(0)}^3 n_{(1)}^3 p_{\text{eff}}^2}{\rho V^3}. \quad (10)$$

Мощность ультразвука, необходимая для достижения максимальной эффективности дифракции, обратно пропорциональна величине M_2 . Таким образом, АО-качество позволяет сравнивать различные геометрии АО-взаимодействия в одном материале и различные материалы с точки зрения эффективности дифракции при одинаковых геометрических размерах пьезоэлектрического преобразователя.

В общем случае величина АО-качества M_2 зависит от направлений векторов волновой нормали двух оптических волн (нулевого и первого порядков), которые определяют также частоту ультразвука, обеспечивающую фазовый синхронизм, поскольку показатели преломления и поляризации оптических волн меняются с направлением. Тем не менее для изотропной дифракции, происходящей далеко от оптических осей кристалла, этой зависимостью можно пренебречь и считать, что показатели преломления $n_{(0)}$ и $n_{(1)}$ и векторы поляризации $\mathbf{d}^{(0)}$ и $\mathbf{d}^{(1)}$, входящие в выра-

жения (9) и (10), совпадают, что существенно упрощает вычисления.

2.2. Орторомбические кристаллы

Одним из первых оптически двуосных кристаллов, для которого проводились систематические измерения тензора $\hat{\rho}$, была йодноватая кислота α -HIO₃ [9]. Этот материал обладает ярко выраженной дисперсией показателей преломления во всем диапазоне прозрачности, что затрудняет его применение в широкоугольных АОФ. Дисперсионные зависимости главных показателей преломления и аппроксимирующие формулы Зельмейера получены в [44]. Относительно высокое двулучепреломление ($\Delta n \approx 0.15$ для света с $\lambda = 633$ нм) вкпе с отработанной технологией получения крупных образцов высокого оптического качества делают кристалл α -HIO₃ перспективным для создания на его основе АОФ со сверхвысоким спектральным разрешением. Материал обладает неплохой АО-эффективностью: для света с $\lambda = 7633$ нм достигается величина $M_2 \approx 120 \times 10^{-15}$ с³/кг при изотропной дифракции и 80×10^{-15} с³/кг при анизотропной. Главным технологическим недостатком кристалла является сильная гигроскопичность.

Кристаллы Ti₃AsS₄ и Ti₃PSe₄ из семейства халькогенидов таллия являются одними из наиболее перспективных материалов для АО-приборов среднего ИК-диапазона. Оба кристалла демонстрируют чрезвычайно высокую эффективность, близкую к рекордной среди всех известных АО-материалов. Дисперсионные зависимости главных показателей преломления двух данных кристаллов измерены в [45]. Ti₃PSe₄ обладает более высоким двулучепреломлением, что делает целесообразным его применение в неколлинеарных АОФ [46]. В то же время Ti₃AsS₄ выгодно отличается низким затуханием ультразвука и, как следствие, более перспективен для АОМ и АОД ближнего ИК-диапазона [47]. Компоненты упругого тензора кристалла Ti₃PSe₄ определены в [48]. Проведенные в этой работе расчеты выявили заметную акустическую анизотропию материала, особенно ярко выраженную для медленной квазисдвиговой моды. Измерения величины M_2 данного кристалла проводились лишь для случаев, когда свет распространялся по главным осям при $\lambda = 1.15$ мкм. Наиболее эффективными оказались варианты изотропного рассеяния на продольной акустической моде и анизотропного рассеяния на сдвиговой акустической моде вдоль оси x_2 . Упругие модули Ti₃AsS₄ измерены в [49], а компоненты фотоупругого тензора в [50] на длине волны $\lambda = 633$ нм.

Кристаллы Cs₂BX₄, где $B = \text{Hg, Cd}$; $X = \text{Cl, Br}$, принадлежат семейству галогенидов со структурой типа β -Cu₂SO₄. Эти кристаллы прозрачны в широком диапазоне длин волн, включая дальний ИК-диапазон, и отличаются сравнительно высокой АО-эффективностью. Из всего семейства наиболее хорошо изучены АО-свойства Cs₂HgCl₄. Температурные зависимости компонент упругого тензора данного кристалла приведены в [51]. В [52] проведены измерения всех его фотоупругих модулей для света с $\lambda = 633$ нм. Измерения упругих и фотоупругих модулей проводились также для кристаллов Cs₂HgBr₄ и Cs₂CdBr₄. Уравнения дисперсии главных показателей преломления этих кристаллов приведены в [53]. Значения упругих модулей при нормальных условиях и их температурные зависимости определены в [54]. Фотоупругие свойства данных кристаллов изучены весьма слабо. Достоверно известно значение лишь одного фотоупругого модуля p_{44} [55], измеренное для света с $\lambda = 633$ нм. С помощью этого значения в [53] получены оценки для коэффициентов АО-качества двух данных кристаллов в режиме анизотропной дифракции. Для создания широкоугольных АОФ, несмотря на меньшее значение M_2 , более подходит кристалл Cs₂HgBr₄. Он обладает достаточно высоким двулучепреломлением ($\Delta n \approx 0.12$ для света с $\lambda = 633$ нм) и, что не менее важно, слабой дисперсией показателей преломления в ближнем ИК-диапазоне. Последнее делает возможным создание на его основе гиперспектральных АОФ. С другой стороны, кристалл Cs₂CdBr₄ за счет потенциально больших значений M_2 перспективен для АОМ и АОД как на основе изотропного рассеяния света, так и на основе анизотропной дифракции.

Одним из перспективных АО-материалов для управления УФ-излучением является кристалл LiB₃O₅ (LBO) — один из наиболее широко применяемых нелинейно-оптических кристаллов [12, 13]. Материал прозрачен от УФ до среднего ИК-диапазона, его важным достоинством является высокая лазерная стойкость. Кроме того, кристалл LBO отличается высокими значениями пьезомодулей, что делает его перспективным материалом для устройств акустоэлектроники. Уравнения дисперсии показателей преломления кристалла LBO приведены в [56]. Компоненты тензора упругости и пьезомодули определены в [57]. В [58] измерены все компоненты верхнего левого 3×3 -блока матрицы фотоупругих модулей для $\lambda = 633$ нм. Отметим, что ввиду низкого двулучепреломления данный кристалл не подходит для создания конкурентных перестраиваемых АОФ УФ-диапазона. С другой стороны, за счет высоких значений скоростей продольной моды ОАВ $V \sim 8000$ м/с кристалл LBO выглядит перспективным для АОМ с высоким быстродействием.

Помимо кристалла LBO изучались АО-свойства ряда других широко известных нелинейных орторомбических кристаллов, например калий титанит арсената KTiOAsO_4 (КТА) и калий титанит фосфата KTiOPo_4 [13]. Было установлено, что максимальные значения АО-качества в подавляющем большинстве подобных кристаллов оказываются либо сопоставимыми, либо лишь незначительно превосходят таковой в плавленом кварце, что делает их малоприменимыми для АО-устройств [59]. Однако за счет низкого поглощения и отличной лазерной стойкости некоторые из них могут найти применение в АО-затворах для мощных лазеров видимого диапазона.

Среди недавно синтезированных ромбических кристаллов особый интерес представляет кристалл йодида индия (InI). Главные показатели преломления кристалла измерены лишь для одной длины волны $\lambda = 10.6$ мкм [60]. Кристалл InI обладает наиболее высоким из всех известных двуосных кристаллов двулучепреломлением ($\Delta n \approx 0.47$ для излучения с $\lambda = 10.6$ мкм). Акустические и АО-свойства кристалла почти совсем не изучены. Так, в [61] измерены фазовые скорости продольных мод вдоль кристаллографических осей и определены упругие модули c_{11} , c_{22} и c_{33} . Измерение АО-качества для различных вариантов изотропного рассеяния света с $\lambda = 0.65$ мкм на указанных модах проведено в [60]. Наиболее эффективной оказалась продольная мода в направлении оси x_1 . Учитывая ярко выраженную оптическую и АО-анизотропию материала, в режиме анизотропной дифракции на сдвиговых модах можно ожидать еще больших значений коэффициентов M_2 , что ставит кристалл InI в один ряд с лучшими АО-кристаллами.

Заслуживает упоминания еще один недавно синтезированный двуосный кристалл α -BaTeMo₂O₉. Он прозрачен в широком диапазоне длин волн и обладает высоким двулучепреломлением ($\Delta n \approx 0.25$ для света с $\lambda = 532$ нм). Уравнения дисперсии показателей преломления получены в [62]. Насколько известно, в литературе отсутствует какая-либо информация о значениях упругих и фотоупругих модулей данного кристалла. В [63] приведены лишь данные о скорости продольной акустической волны вдоль оси x_3 , а также о коэффициенте АО-качества кристалла при изотропном рассеянии излучения с $\lambda = 1.064$ мкм.

Еще одним представителем семейства сложных молибдатов, для которого проводились измерения коэффициентов АО-качества, является двуосный кристалл $\text{LiNa}_5\text{Mo}_9\text{O}_{30}$ (LNM). Как и α -BaTeMo₂O₉, LNM обладает хорошими нелинейно-оптическими свойствами. По величине двулучепреломления ($\Delta n \approx 0.23$ для света с $\lambda = 532$ нм) LNM сопоставим с кристаллом α -BaTeMo₂O₉, однако обладает немного меньшей двуосностью.

Дисперсионные зависимости главных показателей преломления материала и аппроксимирующие формулы Зельмейера приведены в [64]. Интересным свойством кристалла LNM является наличие гладкого экстремума угла между оптическими осями на длине волны $\lambda = 1.55$ мкм, лежащей в телекоммуникационном диапазоне. Эта особенность минимизирует спектральный дрейф геометрий АО-дифракции в прилежащей к упомянутой длине волны области спектра, что открывает возможности для создания на кристалле LNM конкурентных широкоугольных и спектрально-поляризационных АОФ. Акустические и АО-свойства кристалла изучались в [65], были измерены скорости продольных ОАВ вдоль кристаллографических осей и коэффициенты АО-качества для вариантов изотропного рассеяния света с $\lambda = 633$ нм на этих модах. Наиболее эффективной оказалась продольная мода в направлении оси x_1 . Близкие значения коэффициентов M_2 (при АО-дифракции на указанной моде) для оптических волн, поляризованных вдоль осей x_1 и x_3 ($M_2 \approx 12 \times 10^{-15}$ с³/кг и $M_2 \approx 11 \times 10^{-15}$ с³/кг). Последнее обстоятельство вместе с высокой лазерной стойкостью кристалла LNM открывает пути для изготовления на его основе эффективных АО-затворов к мощным волоконным лазерам, излучающим в ближнем ИК-диапазоне.

Основные параметры рассмотренных выше орторомбических кристаллов приведены в табл. 1. Помимо них существует несколько ромбических кристаллов со слабой двуосностью и известными АО-свойствами для отдельных направлений взаимодействия. Водорастворимые органические кристаллы бифталатов щелочных металлов $\text{C}_6\text{H}_4(\text{COOH})(\text{COOM})$ ($M = \text{K}, \text{Rb}, \text{Cs}$) принадлежат точечной группе *mm2*. АО-качество изотропной дифракции в этих кристаллах достигает величины $M_2 \approx 50 \times 10^{-15}$ с³/кг [66]. Сегнетоэлектрический молибдат гадолиния $\text{Gd}_2(\text{MoO}_4)_3$ имеет максимальное АО-качество изотропной дифракции в орторомбической фазе (при нормальных условиях) $M_2 \approx 12.5 \times 10^{-15}$ с³/кг [67, 68] для $\lambda = 0.633$ мкм. При температуре 432 К кристалл испытывает структурный фазовый переход в тетрагональную фазу.

2.3. Моноклинные кристаллы

Двойной молибдат свинца Pb_2MoO_5 был первым моноклинным кристаллом, для которого проводилось доскональное изучение АО-свойств [3, 10]. Дисперсионные зависимости главных показателей преломления и угла ориентации репера диэлектрической системы, а также уравнения дисперсии приведены в [44]. Оптические оси лежат в плоскости симметрии x_1x_3 , что в сочетании с довольно высоким двулучепреломлением ($\Delta n \approx 0.13$

Таблица 1. Важнейшие параметры орторомбических АО-кристаллов

Материал	Класс симметрии	Прозрачность, мкм	$M_2, 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$	
			изотропная дифракция	анизотропная дифракция
$\alpha\text{-HfO}_3$	222	0.4–1.3	120	80
Ti_3AsS_4	<i>mmm</i>	0.6–12	2200	2000
Ti_3PSe_4		2–7	2100	
Cs_2HgCl_4		0.3–20	110	10
Cs_2HgBr_4		0.3–25		130
Cs_2CdBr_4		0.4–25		370
LiB_3O_5	<i>mm2</i>	0.16–3.5	10	
InI	<i>mmm</i>	0.65–51	1100	
$\alpha\text{-BaTeMo}_2\text{O}_9$	<i>mm2</i>	0.4–5	10.2	
$\text{LiNa}_5\text{Mo}_9\text{O}_{30}$	<i>mm2</i>	0.36–5.3	13	

для света с $\lambda = 633 \text{ нм}$) позволяет рассчитывать на создание на его основе эффективного коллинеарного АОФ вдоль оси x_2 с высоким спектральным разрешением. Упругие модули материала были измерены в [69]. Там же показано, что кристалл Pb_2MoO_5 обладает ярко выраженной акустической анизотропией (угол сноса ОАВ χ может достигать 69°), что открывает большие возможности для создания АО-устройств различного типа, включая квазиколлинеарные АОФ. Фотоупругие свойства кристалла изучены довольно слабо. Так, в [10] для оптического излучения с $\lambda = 633 \text{ нм}$ измерены модули p_{12} , p_{22} и p_{32} и величина АО-качества кристалла при изотропной дифракции.

Другим представителем семейства молибдатов, обладающим хорошими АО-свойствами, является молибдат висмута $\alpha\text{-Bi}_2(\text{MoO}_4)_3$. Материал имеет высокое двулучепреломление ($\Delta n \approx 0.2$ для света с $\lambda = 633 \text{ нм}$). В отличие от Pb_2MoO_5 оптические оси кристалла $\alpha\text{-Bi}_2(\text{MoO}_4)_3$ не принадлежат плоскости симметрии x_1x_3 . Этот факт немного снижает разрешение коллинеарного АОФ на основе молибдата висмута (в этом случае двулучепреломление вдоль оси x_2 для света с $\lambda = 633 \text{ нм}$ составляет ~ 0.16). Дисперсионные зависимости главных показателей преломления материала измерены в [70]. Несмотря на давнюю известность кристалла $\alpha\text{-Bi}_2(\text{MoO}_4)_3$ его упругие свойства почти совсем не изучены. Известны лишь скорость продольной акустической моды вдоль оси симметрии второго порядка x_2 и коэффициент ее затухания [71]. В этой же работе измерены коэффициенты АО-качества для вариантов изотропного рассеяния света с $\lambda = 633 \text{ нм}$ на указанной моде и определены фотоупругие модули p_{12} , p_{22} и p_{32} . Значения M_2 для различных поляризаций падающего

оптического пучка различаются не более чем на 2%. Эта особенность вкупе с низким поглощением продольной акустической моды вдоль оси x_2 делает кристалл $\text{Bi}_2(\text{MoO}_4)_3$ перспективным материалом для высокочастотных АОМ неполяризованного излучения.

Калий-редкоземельные вольфраматы (KREW), имеющие общую формулу $K\text{Re}(\text{WO}_4)_2$, где $\text{Re} = \text{Gd}, \text{Y}, \text{Yb}, \text{Lu}$, являются наиболее подробно исследованными из моноклинных АО-кристаллов. Данные кристаллы обладают выраженными нелинейно-оптическими свойствами и находят широкое применение в лазерной технике в качестве донорных матриц для различных редкоземельных трехвалентных ионов (Yb^{3+} , Nd^{3+} , Er^{3+} , Tm^{3+} , Pr^{3+} , Eu^{3+}) [72–75]. Акустические свойства и упругие константы кристаллов группы KREW были измерены в [76]; уточненные уравнения дисперсии показателей преломления в видимом и ближнем ИК-диапазонах приведены в [77]. Верхняя часть матрицы, т.е. 12 из 20 фотоупругих констант, кристаллов группы KREW была измерена в [78–80], что позволяет полностью описать изотропную АО-дифракцию в плоскости симметрии, но недостаточно для описания АО-взаимодействия в произвольных направлениях и анизотропной дифракции. В [78, 79, 81] были выполнены расчеты величины M_2 кристаллов $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ и $\text{KY}(\text{WO}_4)_2$ для случая распространения оптической волны вблизи оси симметрии кристалла при произвольном направлении распространения акустической волны в плоскости симметрии. В [82] рассмотрены произвольные направления изотропного АО-взаимодействия и показано, что глобальный максимум эффективности реализуется при взаимодействии в плоскости x_1x_3 .

Таблица 2. Важнейшие параметры моноклинных АО-кристаллов

Материал	Класс симметрии	Прозрачность, мкм	$M_2, 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$	
			изотропная дифракция	анизотропная дифракция
Pb_2MoO_5	$2/m$	0.35–5	130	
$\text{Bi}_2(\text{MoO}_4)_3$		0.42–5.2	60	
$\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$		0.35–3.5	30	
$\text{KY}(\text{WO}_4)_2$		0.35–3.5	30	
$\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$	2	0.5–8	2000	1700
$\text{Pb}_2\text{P}_2\text{Se}_6$	$2/m$	0.6–8		500
$\beta\text{-BaTeMo}_2\text{O}_9$	2	0.5–5	35	

Моноклинные кристаллы семейства $(\text{Pb}_x\text{Sn}_{1-x})_2\text{P}_2(\text{S}_{1-y}\text{Se}_y)_6$ являются перспективными материалами для изготовления АО-устройств ближнего и среднего ИК-диапазона. Из всего семейства наиболее изучен кристалл $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$, обладающий рекордно высокими значениями пьезомодулей, а также нелинейно-оптических и электрооптических коэффициентов, что во многом связано со значением температуры Кюри фазового перехода второго рода, составляющей 337 К. Кроме того, кристалл является фоторефрактивным, что делает его перспективным для голографии. Дисперсионные зависимости показателей преломления и аппроксимирующие формулы Зельмейера приведены в [83]. В [84] измерены упругие модули кристалла при комнатной температуре, а также изучены их температурные зависимости. Верхний левый 3×3 -блок матрицы пьезооптических модулей измерен в [85]. Важной особенностью материала являются низкие средние значения скоростей ОАВ, что определяет чрезвычайно высокую АО-эффективность. Максимальное АО-качество на длине волны $\lambda = 633 \text{ нм}$ для анизотропной дифракции наблюдалось при дифракции света на чистой сдвиговой моде, распространяющейся вдоль оси x_2 [86]. К числу главных недостатков кристалла следует отнести сильную зависимость физических свойств от температуры, а также довольно высокое затухание ультразвука. В этой связи для АО-применений более интересен кристалл $\text{Pb}_2\text{P}_2\text{Se}_6$, практически полностью лишенный упомянутых недостатков. Упругие модули кристалла $\text{Pb}_2\text{P}_2\text{Se}_6$ измерены в [87], также проведены расчеты основных характеристик ОАВ в главных кристаллофизических плоскостях. Выявлена заметная акустическая анизотропия материала, приводящая к существованию в нем направлений с низкой фазовой скоростью медленной квазисдвиговой моды ($V \sim 700 \text{ м/с}$). Фотоупругие свойства кристалла по-

чти совсем не изучены. Исследования АО-эффективности материала проводились только в [88].

Из числа недавно синтезированных двуосных кристаллов особый интерес представляет кристалл $\beta\text{-BaTeMo}_2\text{O}_9$, обладающий хорошими нелинейно-оптическими и пьезоэлектрическими свойствами, что вкупе с высокой технологичностью делает его перспективным материалом для различных оптоэлектронных и акустоэлектронных устройств. Формулы Зельмейера для главных показателей преломления приведены в [89]. Упругие константы и пьезомодули материала измерены в [90]. Насколько известно, целенаправленные измерения компонент матрицы фотоупругости пока не проводились. На основании данных [91] можно заключить, что в режиме изотропной дифракции по эффективности данный кристалл сравним с парателлуритом, что вместе с высокой лучевой стойкостью материала делает его перспективным для изготовления конкурентных лазерных АО-затворов.

Основные параметры рассмотренных здесь моноклинных кристаллов приведены в табл. 2.

3. ОСОБЫЕ ГЕОМЕТРИИ АО-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

3.1. Основные типы анизотропной дифракции

Одним из основных методов анализа АО-взаимодействия в анизотропных средах является метод векторных диаграмм фазового синхронизма, позволяющий определить частотно-угловые характеристики дифракции, т.е. зависимости частоты ультразвука F от угла Брэгга θ . Особыми точками фазового синхронизма в кристаллах являются геометрии широкоапертурной дифракции, используемой в неколлинеарных АОФ, удовлетворяющие условию $\partial F / \partial \theta = 0$ [6], и точки тангенциальной геометрии, используемой в АОД, удовлетворяющие условию $|\partial F / \partial \theta| \rightarrow \infty$ [1, 4, 7]. В таких точках реализуется условие НФС, при ко-

тором линейный член разложения фазовой расстройки по одному из параметров (углу Брэгга, частоте ультразвука или длине волны света) равен нулю. В случае широкоапертурной дифракции имеет место угловой НФС, а в случае тангенциальной геометрии — частотный. Данная геометрия взаимодействия также является не критичной по длине волны света, однако угловая апертура, в которой она реализуется, мала, что требует коллимации оптического пучка.

В одноосных кристаллах все геометрии НФС, за исключением обратной коллинеарной дифракции, которая из-за чрезвычайно высоких частот ультразвука может наблюдаться лишь в дальнем ИК-диапазоне, реализуются только в режиме анизотропной дифракции. Благодаря более сложной геометрии поверхности показателей преломления в двусосных кристаллах НФС может реализовываться в режиме как изотропной, так и анизотропной дифракции.

Систематический анализ возможных векторных диаграмм анизотропной дифракции и частотно-угловых характеристик для двусосных кристаллов впервые провели в [11]. В [92] были рассмотрены взаимосвязи углов распространения света и ультразвука при условии углового НФС в главных плоскостях двусосного кристалла. Более подробно особенности широкоапертурной дифракции при угловом НФС в двусосных кристаллах рассмотрены в разд. 3.3.

Одной из распространенных геометрий анизотропной АО-дифракции, применяемой в АОФ, является квазиколлинеарная геометрия, при которой одна из оптических волн распространяется вдоль направления групповой скорости ультразвука, что обеспечивает большую длину взаимодействия, а также позволяет эффективно синтезировать сложные функции пропускания АОФ [93]. В тригональных кристаллах такая геометрия может существовать одновременно с угловым НФС [94]. Квазиколлинеарная геометрия в тетрагональных кристаллах позволяет решить проблему нулевой фотоупругой константы при коллинеарной дифракции вдоль осей симметрии, однако такая геометрия не является широкоапертурной [95, 96]. Аналогичная ситуация имеет место в двусосных кристаллах, причем моноклинные кристаллы аналогичны тригональным, а орторомбические — тетрагональным [97]. В главных плоскостях орторомбических кристаллов широкоапертурной квазиколлинеарной дифракции в общем случае не существует, поскольку условия углового НФС и квазиколлинеарности выполняются одновременно только вдоль осей симметрии при нулевой величине M_2 . В плоскости симметрии моноклинных кристаллов реализуется ситуация, схожая с тригональными кристаллами: существование квазиколлинеарной дифракции возможно одно-

временно с угловым НФС, причем не в единственной конфигурации, а в двух различных геометриях дифракции.

3.2. Нетривиальные варианты изотропной дифракции

Сложная форма поверхности нормалей оптически двусосных кристаллов приводит к существованию в них новых вариантов фазового синхронизма. Подавляющее большинство из таких режимов АО-дифракции реализуются для медленной оптической моды вблизи оптической оси [69, 98, 99]. Согласно принятому ранее обозначению эти варианты АО-взаимодействия будут наблюдаться преимущественно в режиме изотропной дифракции (процесс $s \rightarrow s$).

Среди всего многообразия нетривиальных вариантов изотропного рассеяния света в двусосных кристаллах наибольший практический интерес представляет так называемая низкоселективная (НС) геометрия дифракции. В [98, 99] показано, что при дифракции в оптически неактивных материалах НС-геометрия реализуется в условиях внешней конической рефракции, когда лучевые векторы осевых компонент взаимодействующих световых пучков направлены вдоль лучевой оси (бирадиали) двусосного кристалла, а волновая нормаль ультразвука $s^{(ac)}$ ортогональна к этой оси. Параллельность групповых скоростей оптических волн вкуче с нормальным падением света на волновой фронт ОАВ делают рассматриваемый здесь режим дифракции одновременно широкоугольным и широкополосным. Указанная отличительная особенность НС-геометрии делает перспективным ее использование в специальных широкоугольных АОД, способных сканировать оптические пучки, несущие изображение [99].

Векторная диаграмма варианта НС-геометрии, реализующегося в плоскости оптических осей $N_p N_g$ двусосного кристалла, приведена на рис. 5а. Здесь k_i, k_d — центральные волновые векторы падающего и дифрагировавшего световых пучков, $K = 2\pi(F/V)s^{(ac)}$ — волновой вектор ультразвука; углом γ на диаграмме показано направление бирадиали. АО-рассеяние в таком случае сопровождается изменением поляризации оптического пучка с параллельной плоскости $N_p N_g$ на ортогональную, что позволяет поляризатором отделять рабочий и нулевой дифракционные порядки и выгодно отличает эту конфигурацию НС-геометрии от вариантов, реализующихся на акустических модах с вектором K , параллельным оси N_m . В [42] показано, что отвечающая рассматриваемому здесь режиму НС-дифракции передаточная функция имеет принципиально двумерную структуру, сложным образом зависящую от частоты ультразвука. Это делает перспективным

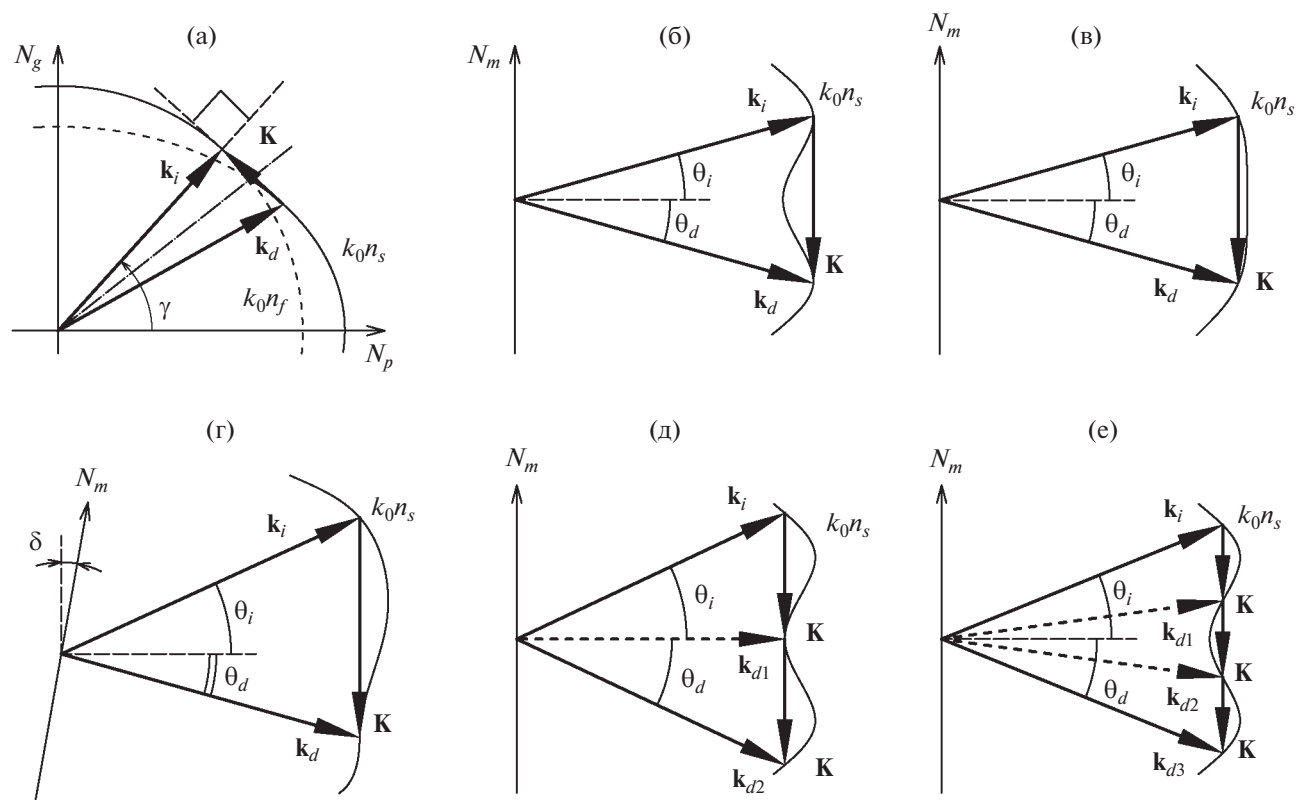


Рис. 5. Нетривиальные режимы изотропной дифракции в двуосных кристаллах: а, б — варианты низкоселективной геометрии, в, г — конфигурации сверхширокополосной дифракции; д, е — многократное синхронное рассеяние света.

применение данного варианта взаимодействия для пространственной фильтрации световых пучков.

Для широкоугольных АОД наиболее подходят варианты НС-рассеяния света на квазипродольной ОАВ вдоль оси N_m . Подобные режимы дифракции интересны тем, что они единственные из всех вариантов НС-геометрии остаются нечувствительными к длине волны оптического излучения, даже когда в кристалле наблюдается сильная дисперсия угла γ . Последнее, очевидно, связано с зеркальной симметрией поверхности нормалей относительно плоскости $N_p N_g$. Векторная диаграмма такой НС-геометрии показана на рис. 5б. Угловая апертура в плоскости дифракции и угловой диапазон сканирования определяются кривизной κ_{pl} сечения поверхности нормалей для осевых компонент взаимодействующих световых пучков. В этой связи для расширения диапазонов АО-взаимодействия целесообразно использовать срезы с меньшими значениями κ_{pl} [99].

Особый интерес представляют варианты изотропной дифракции на протяженных квазиплоских участках поверхности рефракции, направление на геометрический центр которых совпадает с направлением векторов $\mathbf{k}_i$ для конфигураций

НС-геометрии с частотой АО-синхронизма, строго равной нулю. Векторная диаграмма АО-рассеяния на упомянутом квазиплоском участке показана на рис. 5в. Такая геометрия дифракции оптимальна для создания специального АОД, обладающего однородной частотной характеристикой [69]. На практике угловой диапазон сканирования подобного АОД будет ограничен сильной перекачкой энергии в высшие дифракционные порядки и при должном выборе рабочей точки составляет примерно половину угловой протяженности квазиплоского участка. Последняя, в свою очередь, оказывается тем большей, чем большее значение имеет угол раствора конуса внешней рефракции $\Delta\gamma$. Для разработки конкурентных приборов такого класса следует выбирать двуосные кристаллы с наибольшими значениями $\Delta\gamma$.

Для решения задач, требующих от АОД больших углов отклонения дифрагировавшего пучка, целесообразно использовать срезы с несимметричной формой сечения поверхности рефракции, содержащие участки с малой кривизной κ_{pl} . Векторная диаграмма одного из оптимальных для этих целей вариантов широкополосной дифракции приведена на рис. 5г. Здесь углом δ показан необходимый для подобной геометрии взаимо-

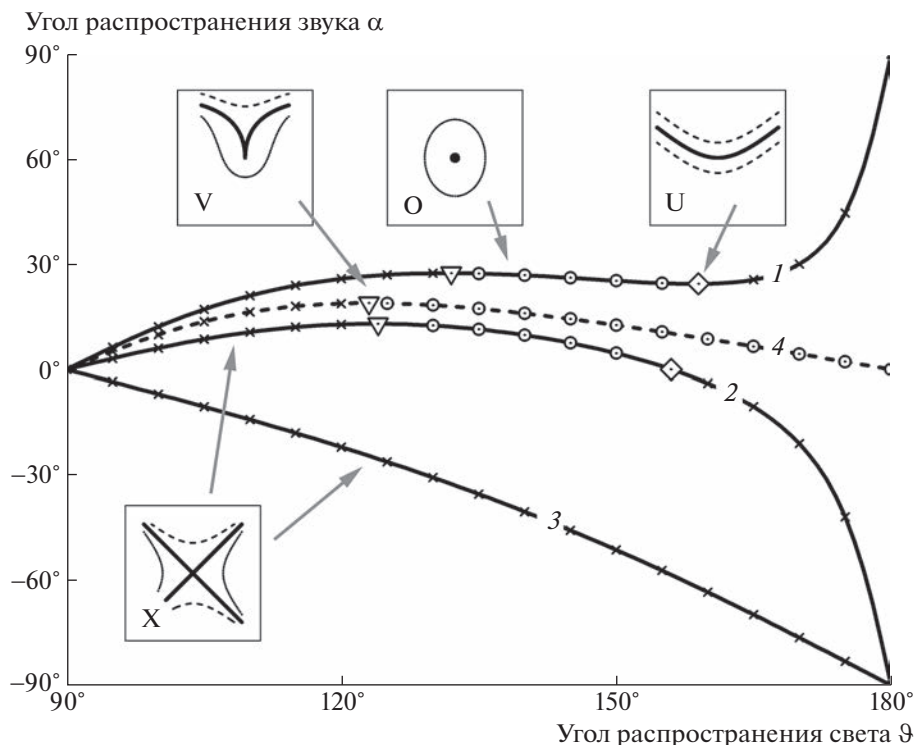


Рис. 6. Геометрия НФС при анизотропной дифракции в кристалле α -НfO₃: 1 – плоскость $N_p N_g$, 2 – плоскость $N_p N_m$, 3 – плоскость $N_m N_g$, 4 – плоскость (110) в одноосном кристалле TeO₂ без учета гиротропии; × – области крестообразной ДПФ, ○ – овальной ДПФ; ▽, ◇ – особые точки НФС высшего порядка [97]. На вставках показаны различные топологические типы изолиний фазовой расстройки [42].

действия разворот акустического волнового вектора $\mathbf{K}$ от оси N_m в сторону плоскости $N_p N_g$. В отличие от рассмотренных ранее широкоугольных АОД на основе НС-геометрии этот вариант АОД обладает весьма узкой допустимой угловой апертурой, что ограничивает диапазон его возможного применения задачами сканирования хорошо коллимированных световых пучков.

Существование вогнутых участков в сечениях поверхности рефракции s -волны открывает возможности для реализации многократного изотропного АО-рассеяния в режиме дифракции Брэгга [99]. Для этих целей наиболее подходят плоскости с симметричной формой сечения поверхности нормалей, т.е. геометрия АО-ячейки с направлением распространения ОАВ вдоль оси N_m . Векторные диаграммы двукратного и трехкратного АО-рассеяния в подобных срезах показаны на рис. 5д и 5е соответственно. Интерес к многократному рассеянию света связан с возможностью реализации на его основе АОФ с подавлением боковых лепестков аппаратной функцией. В ходе расчетов также было установлено, что ДПФ большинства вариантов изотропного многократного АО-рассеяния в двуосных кристаллах имеют асимметричный вид, существенно завися-

щий от частоты ультразвука. Эта особенность позволяет использовать их для управления угловым спектром когерентных световых пучков.

3.3. Некритичный фазовый синхронизм

Для создания широкоапертурных АОФ важную роль играет угловой НФС, поскольку позволяет обеспечить широкий угловой диапазон эффективной дифракции, необходимый для обработки изображений. Угловой НФС имеет место как в коллинеарных, так и в неколлинеарных АОФ, однако различается типом ДПФ [100]. Угловой НФС в двуосных кристаллах можно аналитически проанализировать в главных плоскостях. Впервые такой анализ был выполнен в [92] на примере кристалла Tl_3AsS_4 ; более подробное аналитическое рассмотрение выполнено в [42, 97], где для численных расчетов и моделирования ДПФ был взят кристалл α -НfO₃. Условие углового НФС позволяет аналитически связать направления распространения света и ультразвука в кристалле, определяемые углами α и θ соответственно. На рис. 6 приведены зависимости $\theta(\alpha)$ для кристалла α -НfO₃, вычисленные для трех главных плоскостей на длине волны 1.06 мкм, а также типичная

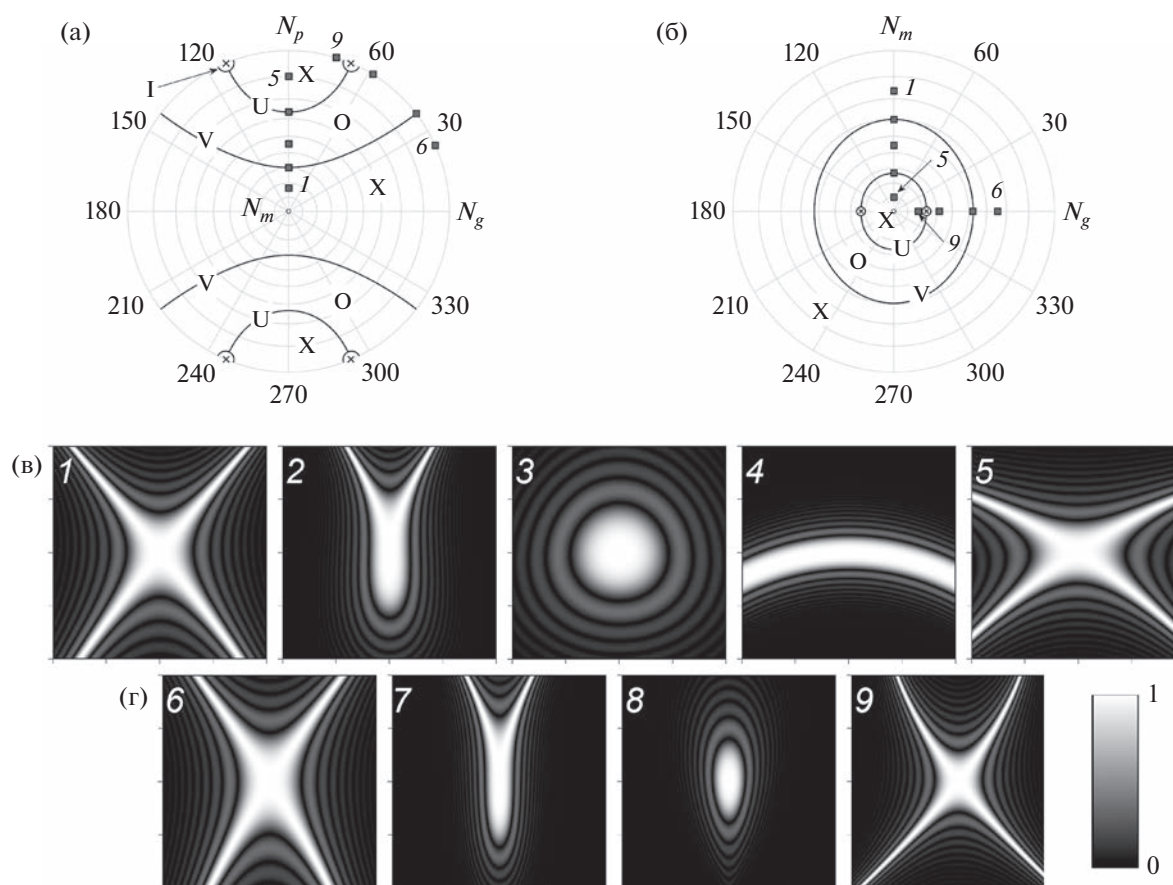


Рис. 7. НФС при анизотропной дифракции в кристалле α -NiO₃: а, б — стереографические проекции на плоскости $N_g N_p$ и $N_g N_m$ областей с различной топологией ДПФ, $\times$ — оптические оси, $\square$ — направления, соответствующие приведенным фрагментам ДПФ; в — основные топологии ДПФ анизотропной дифракции в плоскости $N_p N_g$, г — основные топологии ДПФ анизотропной дифракции в плоскости $N_p N_m$ [42].

зависимость в одноосном кристалле [97]. Локальные максимумы $\alpha(\vartheta)$ существуют в двух из трех главных плоскостей двухосного кристалла и соответствуют кубической зависимости $F(\theta)$. Эта особая точка разделяет две области, в которых ДПФ имеет форму креста и овала. Первый тип ДПФ назван топологией X-типа, второй — O-типа, а разделяющая их особая точка — топологией V-типа из-за характерных форм изолиний фазовой расстройки [42]. В одноосных кристаллах особая точка V-типа единственная; в двухосных — существуют дополнительные точки НФС высшего порядка. В плоскости $N_p N_m$ вторая особая точка соответствует $\alpha = 0$. При этом кривизны поверхности показателей преломления в плоскости, ортогональной плоскости дифракции, равны, что приводит к особому типу ДПФ — параболической дуге, обеспечивающей сверхширокий угловой фазовый синхронизм ортогонально плоскости $N_p N_m$. Такой тип топологии ДПФ назван топологией U-типа. В плоскости $N_p N_g$ вторая особая точка реализуется в локальном минимуме функ-

ции $\alpha(\vartheta)$ и также соответствует дугообразной топологии ДПФ, однако данная геометрия НФС на самом деле имеет место при изотропной дифракции с векторной диаграммой (рис. 5а). Кроме того, рядом с этой точкой существуют еще две особые точки НФС, при которых одна из взаимодействующих волн распространяется вдоль оптической оси кристалла [42]. Эти точки соответствуют границам области НФС при изотропной дифракции.

В произвольном направлении АО-взаимодействия (вне главных плоскостей кристалла) топология ДПФ широкоапертурной дифракции при НФС будет определяться разностью тензоров кривизны волновой поверхности взаимодействующих волн [17]. Если собственные значения результирующего планального тензора имеют одинаковый знак, имеет место топология O-типа; если собственные значения имеют разные знаки, реализуется топология X-типа; если одно из собственных значений равно нулю, реализуется топология V- или U-типа. На рис. 7 показано про-

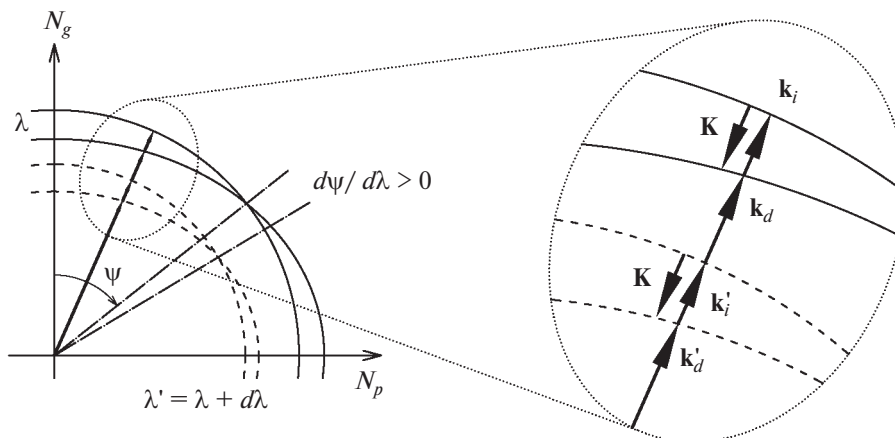


Рис. 8. Векторная диаграмма ахроматической коллинейной дифракции (НФС по длине волны).

странственное распределение всех типов ДПФ широкоапертурной анизотропной дифракции на примере кристалла α -ННО₃.

Расчеты характеристик широкоапертурной дифракции на рис. 6, 7 были выполнены для кристалла α -ННО₃, в котором величина $\Delta = \epsilon_{22} - (\epsilon_{11} \epsilon_{33})^{1/2} > 0$. В противоположном случае $\Delta < 0$ топологические изменения ДПФ будут наблюдаться в плоскости $N_m N_g$, а в плоскости $N_p N_m$ будет существовать только близкая к коллинейрной дифракция с ДПФ X-типа. Особым случаем является $\Delta = 0$: точки топологических переходов U- и V-типов в плоскостях $N_m N_g$ и $N_p N_m$ сливаются и вдоль оси N_m реализуется сверхширокоугольная геометрия дифракции, в которой фазовая расстройка содержит члены поперечных компонент волнового вектора в степени не ниже 4. Такая геометрия дифракции, например, может иметь место в кристалле $KY(WO_4)_2$ на длине волны света $\lambda = 0.43$ мкм.

Отметим еще одну особенность анизотропной дифракции в двуосных кристаллах. В [101, 102] было показано, что в двуосных кристаллах коллинейрная дифракция может одновременно реализовываться на двух различных длинах волн благодаря дисперсии направления оптической оси. Фактически такая геометрия дифракции является еще одной разновидностью НФС, уникальной для двуосных кристаллов. Векторная диаграмма для такого типа коллинейрной дифракции в плоскости $N_p N_g$ приведена на рис. 8. Положение рабочей точки зависит от λ и лежит тем дальше от оптической оси, чем больше величина $|d\psi/d\lambda|$. НФС по длине волн при коллинейрной дифракции имеет перспективы применения для частотосдвигателей широкополосного (фемтосекундного) лазерного излучения и для генерации оптических гребенок благодаря отсутствию угловой дисперсии, существенно ограничивающей примени-

мость ортогональной и тангенциальной геометрий АО-дифракции в данных задачах.

4. АКУСТООПТИЧЕСКИЕ УСТРОЙСТВА НА ОСНОВЕ ДВУОСНЫХ КРИСТАЛЛОВ

4.1. АО-фильтры

Несмотря на большое количество возможных конфигураций анизотропной дифракции в двуосных кристаллах, включая уникальные геометрии АО-взаимодействия, известны лишь единичные попытки применения двуосных кристаллов в технологии АОФ.

Прототипы брэгговских ячеек на основе кристалла Tl_3AsS_4 описаны в [47]. Были исследованы ячейки на сдвиговой и продольной акустических волнах, распространяющихся в направлении оси X. В [46] предложена конструкция неколлинейрного АОФ на кристалле Tl_3PSe_4 для среднего ИК-диапазона. Однако, несмотря на высокое АО-качество, дальнейшего распространения кристаллы Tl_3AsS_4 и Tl_3PSe_4 не получили. Отметим, что до недавнего времени кристаллы Tl_3AsS_4 и Tl_3PSe_4 оставались единственными оптически двуосными кристаллами, на основе которых были созданы рабочие макеты АО-устройств.

4.2. АО-дефлекторы

Принципиальная возможность создания не-критичного по углу падения света АОД на основе двуосных кристаллов описана в [103]. В разд. 3.2 показано, что для реализации дефлектора с широкой угловой апертурой могут быть использованы различные конфигурации изотропной дифракции.

Первый экспериментальный образец АОД неколлимированного излучения описан в [59]. В нем использована изотропная АО-дифракция в орторомбическом кристалле КТА при распро-

странении света близко к оптической оси. Для обеспечения широкой полосы фазового синхронизма использовался квазиплоский участок волновой поверхности медленной оптической моды. Однако при этом выбранный кристалл КТА имеет малое двулучепреломление, из-за чего угловой диапазон НФС ограничен и данный эксперимент можно считать демонстрацией принципа, а не рабочим прототипом АОД. Для создания дефлекторов с большой полосой сканирования представляют интерес двuosные кристаллы с большим двулучепреломлением и, следовательно, большим углом раствора конуса внешней рефракции $\Delta\gamma$.

4.3. АО-модуляторы и лазерные затворы

Наибольшее развитие на практике получило применение двuosных кристаллов для создания АОМ и лазерных затворов. Помимо высокого АО-качества для АО-затворов, используемых внутри резонатора импульсно-периодических наносекундных лазеров, требуется высокий порог разрушения лазерным излучением. Традиционно для затворов используются различные стекла и кристаллический кварц, однако их АО-качество невысоко, что делает практически невозможным применение этих материалов на длинах волн более 2 мкм. Альтернативой кварцу оказались кристаллы KREW. Данные материалы продемонстрировали высокое АО-качество для изотропной дифракции в плоскости симметрии, сопоставимое с АО-качеством для изотропной дифракции в парателлурите (TeO_2) — традиционном материале для АОМ [78, 79].

На основе продольной акустической волны было создано несколько АОМ и затворов на кристаллах $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ и $\text{KY}(\text{WO}_4)_2$. АО-качество этих кристаллов при распространении света вдоль диэлектрической оси N_m примерно в 20 раз выше, чем в кристаллическом кварце, что позволило создать затворы для лазеров с длиной волны излучения λ от 2.1 до 2.9 мкм [104–107]. Перспективным направлением является применение АО-дифракции света на квазисдвиговых волнах в кристаллах KREW. Благодаря примерно вдвое более высокому АО-качеству M_2 , чем для квазипродольной ОАВ, можно повысить эффективность АО-затворов [108]. Кроме того, возможно создание нового типа АО-затворов, управляющего поляризацией лазерного излучения [81]. Наличие нескольких направлений автоколлимации квазисдвиговой ОАВ позволяет создавать пространственные модуляторы света, в том числе двухкоординатные [34, 109].

Другим двuosным кристаллом, нашедшим применение в АО-устройствах, является $\text{BaTeMo}_2\text{O}_9$ [110]. Лазерный АО-затвор на моноклинном кристалле β - $\text{BaTeMo}_2\text{O}_9$ описан в [91]. Величины ско-

рости ОАВ и M_2 близки по величинам к изотропной дифракции на продольной волне в TeO_2 . Орторомбическая фаза α - $\text{BaTeMo}_2\text{O}_9$ обладает немного меньшим АО-качеством для изотропной дифракции, но также может быть использована для создания АОМ ближнего и среднего ИК-диапазонов [63].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В последние годы в акустооптике как в научном направлении родились новые идеи, возникли новые понятия, созданы новые типы приборов благодаря появлению фемтосекундных источников излучения. Впервые объектом исследования АО-технологий стало широкополосное лазерное излучение, и возникла необходимость управления комплексным оптическим спектром, т.е. одновременно как амплитудными, так и фазовыми характеристиками излучения [111]. Настоящий обзор завершим кратким изложением современных тенденций в АО-методах исследования и управления оптическим излучением.

Традиционные АО-устройства не позволяли решить проблему управления фемтосекундным лазерным излучением, поэтому были разработаны качественно новый, так называемый, дисперсионный метод управления и соответствующие АО-устройства [112, 113]. Для создания дисперсионных АО-приборов используется квазиколлинеарная геометрия АО-взаимодействия, для реализации которой наиболее подходят кристаллы с сильной акустической анизотропией [114–116]. Эти приборы характеризуются программируемой произвольной комплексной аппаратной функцией, например многооконой, и тем самым позволяют посредством независимого воздействия на спектральную амплитуду и спектральную фазу формировать ультракороткие импульсы для специальных применений, имеющие произвольную спектральную форму, без порождения интермодуляционных составляющих. Создание дисперсионных линий задержки, в свою очередь, стимулировало развитие новых теоретических методов исследований акустических анизотропных полей в кристаллах. Были введены новые понятия, например лучевых акустических спектров [37, 38]; разработаны новые алгоритмы визуализации анизотропных свойств кристаллов [34, 36].

Другим активно развивающимся направлением применения АО-приборов является пространственная фильтрация лазерных пучков. Основные применения данного метода управления световыми пучками лежат в биофотонике для манипуляции микрообъектами и атомной оптике для захвата и удержания ансамблей холодных атомов. На основе неколлинеарных АОФ были разработаны оптические ловушки с кольцевой струк-

турой поля, определяемой ДПФ широкоапертурной дифракции [117, 118]. Как показано в [23], топология ДПФ определяется кривизной поверхностей рефракции кристалла, и в двусосных кристаллах могут существовать качественно новые типы ДПФ [42]. Таким образом, дальнейшее развитие технологии АОФ с применением двусосных кристаллов открывает перспективы создания уникальных АО-приборов для управления пространственной структурой лазерных пучков.

В двусосных кристаллах АО-дифракция отличается от одноосных большим разнообразием необычных геометрий взаимодействия и позволяет создавать новые типы приборов с принципиально отличными характеристиками. К таким устройствам можно отнести пространственные АО-фильтры, ахроматические коллинеарные частотосдвигатели. Применение двусосных кристаллов весьма перспективно и в традиционных конфигурациях, например в качестве модуляторов на основе изотропной дифракции. В первую очередь, для данных применений представляют интерес кристаллы с высокой лазерной стойкостью или широким диапазоном прозрачности. Имеющиеся на сегодня данные по АО-эффекту в ряде двусосных кристаллов позволяют проводить расчет характеристик, и можно предположить, что в ближайшие годы они будут реализованы в виде экспериментальных образцов [76, 79, 82]. Например, на основе лазерных кристаллов KREW уже сейчас созданы АО-затворы для лазеров 2–3 мкм диапазона длин волн, что является наиболее проработанным из практических применений двусосных кристаллов в акустооптике там, где применение обычных затворов на основе кварца затруднено [105, 106].

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 21-12-00247).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Dixon R.W. // IEEE J. Quant. Electron. 1967. V. QE-3. P. 85.
<https://doi.org/10.1109/JQE.1967.1074447>
2. Harris S.E., Wallace R.W. // J. Opt. Soc. Am. 1969. V. 59. P. 744.
<https://doi.org/10.1364/JOSA.59.000744>
3. Uchida N. // IEEE. J. Quant. Electron. 1971. V. QE-7. P. 160.
<https://doi.org/10.1109/JQE.1971.1076617>
4. Балакишии В.И., Волошинов В.Б., Парыгин В.Н. // Радитехника и электроника. 1971. Т. 16. С. 2226.
5. Леманов В.В., Шакин О.В. // ФТТ. 1972. Т. 14. № 1. С. 229.
6. Chang I.C. // Appl. Phys. Lett. 1974. V. 25. P. 370.
<https://doi.org/10.1063/1.1655512>
7. Yano T., Kawabuchi M., Fukumoto A., Watanabe A. // Phys. Lett. 1975. V. 26. P. 689.
<https://doi.org/10.1063/1.88037>
8. Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. // Квантовая электроника. 1975. Т. 2. С. 318.
9. Pinnow D.A., Dixon R.W. // Appl. Phys. Lett. 1968. V. 13. P. 156.
<https://doi.org/10.1063/1.1652551>
10. Ohmachi Y., Uchida N. // J. Appl. Phys. 1971. V. 42. P. 521.
<https://doi.org/10.1063/1.1660055>
11. Писаревский Ю.В., Сильвестрова И.М. // Кристаллография. 1973. Т. 18. С. 1003.
12. Блистанов А.А. Кристаллы квантовой и нелинейной оптики. М.: МИСиС, 2000. 432 с.
13. Nikogosyan D.N. Nonlinear Optical Crystals: A Complete Survey. Berlin: Springer, 2005. 427 p.
14. Papadakis E.P. // J. Acoust. Soc. Am. 1964. V. 36. P. 414.
<https://doi.org/10.1121/1.1918972>
15. Bergstein R., Zachos T. // J. Opt. Soc. Am. 1966. V. 56. P. 931.
<https://doi.org/10.1364/JOSA.56.000931>
16. Ogg N.R. // J. Phys. A. 1971. V. 4. P. 382.
<https://doi.org/10.1088/0305-4470/4/3/016>
17. Fleck J.A., Feit M.D. // J. Opt. Soc. Am. 1983. V. 73. P. 920.
<https://doi.org/10.1364/JOSA.73.000920>
18. Schaefer Cl., Bergmann L. // Naturwissenschaften. 1934. V. 22. P. 41.
19. Cohen M.G. // J. Appl. Phys. 1967. V. 38. P. 3821.
<https://doi.org/10.1063/1.1709024>
20. Хаткевич А.Г. // Акуст. журн. 1978. Т. 24. С. 108.
21. Науменко Н.Ф., Переломова Н.В., Бондаренко В.С. // Кристаллография. 1983. Т. 28. С. 607.
22. Naumenko N.F., Chizhikov S.I., Molchanov V.Ya., Yushkov K.B. // Proc. 2013 Joint UFFC, EFTF and PFM Symposium. Prague, 21–25 July 2013. P. 500.
<https://doi.org/10.1109/ULTSYM.2013.0130>
23. Yushkov K.B., Naumenko N.F. // J. Opt. 2021. V. 60. P. 095602.
<https://doi.org/10.1088/2040-8986/ac15e7>
24. Федоров Ф.И. Теория упругих волн в кристаллах. М.: Наука, 1965. 386 с.
25. Баранский К.Н. Физическая акустика кристаллов. М.: МГУ, 1991. 143 с.
26. Альшиц В.И., Ломе Е. // Кристаллография. 1979. Т. 24. С. 683.
27. Ledbetter H.M., Kriz R.D. // Phys. Status Solidi. B. 1982. V. 114. P. 475.
<https://doi.org/10.1002/pssb.2221140221>
28. Boulanger Ph., Hayes M. // Proc. Roy. Soc. A. London. 1998. V. 454. P. 2323.
<https://doi.org/10.1098/rspa.1998.0260>
29. Alshits V.I., Lothe J. // Wave Motion. 2004. V. 40. P. 297.
<https://doi.org/10.1016/j.wavemoti.2004.02.004>
30. Ohmachi Y., Uchida N., Niizeki N. // J. Acoust. Soc. Am. 1972. V. 51. P. 164.
<https://doi.org/10.1121/1.1912826>
31. Буров В.А., Волошинов В.Б., Дмитриев К.В., Поликарпова Н.В. // УФН. 2011. Т. 181. С. 1205.
32. Naumenko N.F., Yushkov K.B., Molchanov V.Ya. // Eur. Phys. J. Plus. 2021. V. 136. P. 95.
<https://doi.org/10.1140/epjp/s13360-021-01072-0>
33. Кесених Г.Г., Шувалов Л.А. // Кристаллография. 1976. Т. 21. С. 1022.

34. Chizhikov A.I., Molchanov V.Ya., Naumenko N.F., Yushkov K.B. // Proc. SPIE. 2020. V. 11486. P. 114860B. <https://doi.org/10.1117/122571483>
35. Альшиц В.И., Шувалов А.Л. // Кристаллография. 1984. Т. 29. С. 629.
36. Альшиц В.И., Любимов В.Н. // УФН. 2013. Т. 183. С. 1123.
37. Kastelik J.-C., Gazelet M.G., Bruneel C., Bridoux E. // J. Appl. Phys. 1993. V. 74. P. 2813. <https://doi.org/10.1063/1.354631>
38. Балакиев В.И., Манцевич С.Н. // Акуст. журн. 2012. Т. 58. С. 600.
39. Ярия А., Юх П. Оптические волны в кристаллах. М.: Мир, 1987. 616 с.
40. Альшиц В.И., Любимов В.Н., Радович А., Шувалов Л.А. // Кристаллография. 2001. Т. 46. С. 519.
41. Белый В.Н., Кулак Г.В., Крох Г.В., Шакин О.В. // Журн. прикл. спектроскоп. 2016. Т. 83. С. 305.
42. Kupreychik M.I., Yushkov K.B. // J. Opt. Soc. Am. B. 2022. V. 39. P. 3169. <https://doi.org/10.1364/JOSAB.466252>
43. Федоров Ф.И. Теория гиротропии. Минск: Наука и техника, 1976. 456 с.
44. Uchida N., Miyazawa S., Ninomiya K. // J. Opt. Soc. Am. 1970. V. 60. P. 1375. <https://doi.org/10.1364/JOSA.60.001375>
45. Gottlieb M., Isaacs T.J., Feichtner J.D., Roland G.W. // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. P. 5145. <https://doi.org/10.1063/1.1663207>
46. Gottlieb M., Singh N.B., Hopkins R.H., Mazelsky R. // Opt. Eng. 1994. V. 33. P. 2503. <https://doi.org/10.1117/12.176513>
47. Goutzoulis A., Gottlieb M., Davies K., Kun Z. // Appl. Opt. 1985. V. 24. P. 4183. <https://doi.org/10.1364/AO.24.004183>
48. Martynyuk-Lototska I., Roman I., Gomonnai O. et al. // Acta Acust. United Acust. 2018. V. 104. P. 956. <https://doi.org/10.3813/AAA.919261>
49. Martynyuk-Lototska I., Kushnirevych M., Zapeka B. et al. // Appl. Opt. 2015. V. 54. P. 1302. <https://doi.org/10.1364/AO.54.001302>
50. Mytsyk B., Kryvyy T., Demyanyshyn T. et al. // Appl. Opt. 2018. V. 57. P. 3796. <https://doi.org/10.1364/AO.57.003796>
51. Kityk A., Zadorozhna A., Shchur Ya. et al. // Phys. Status Solidi. B. 1998. V. 210. P. 35. [https://doi.org/10.1002/\(SICI\)1521-3951\(199811\)210:1<35::AID-PSSB35>3.0.CO;2-9](https://doi.org/10.1002/(SICI)1521-3951(199811)210:1<35::AID-PSSB35>3.0.CO;2-9)
52. Kaidan M., Zadorozhna A., Andrushchak A. et al. // Appl. Opt. 2002. V. 41. P. 5341. <https://doi.org/10.1364/AO.41.005341>
53. Martynyuk-Lototska I., Dudok T., Vlokh R. // Ferroelectrics. 2007. V. 351. P. 105. <https://doi.org/10.1080/00150190701353986>
54. Kityk A., Zadorozhna A., Shchur Ya. et al. // Aust. J. Phys. 1998. V. 51. P. 943. <https://doi.org/10.1071/P98037>
55. Martynyuk-Lototska I., Trach I., Girnyk I. et al. // Ferroelectrics. 2006. V. 377. P. 219. <https://doi.org/10.1080/00150190600717018>
56. Kato K. // IEEE J. Quantum Electron. 1990. V. 26. P. 1173. <https://doi.org/10.1109/3.59655>
57. Wang Y., Jiang Y.J., Liu Y.L. et al. // Appl. Phys. Lett. 1995. V. 67. P. 2462. <https://doi.org/10.1063/1.114608>
58. Zubrinov I.I., Sapozhnikov V.K., Pylneva N.A., Atuchin V.V. // Ceram. Int. 2004. V. 30. P. 1675. <https://doi.org/10.1016/j.ceramint.2003.12.155>
59. Мильков М.Г., Волошинов В.Б., Исаенко Л.И., Веденяпин В.Н. // Вестн. МГУ. Сер. 3. Физика. Астрономия. 2018. С. 84.
60. Porokhovnichenko D., Dyakonov E., Kuznetsov S. et al. // Opt. Lett. 2020. V. 45. P. 3435. <https://doi.org/10.1364/OL.393737>
61. Пороховниченко Д.Л., Дьяконов Е.А., Волошинов В.Б. и др. // Докл. РАН. 2017. Т. 476. С. 276.
62. Gao Z., Wu Q., Liu X. et al. // Opt. Express. 2015. V. 23. P. 3851. <https://doi.org/10.1364/OE.23.003851>
63. Lui F., Gao Z., Li G. et al. // IEEE Photon. Technol. Lett. 2021. V. 33. P. 445. <https://doi.org/10.1109/LPT.2021.3064231>
64. Zhang W., Yu H., Cantwell J. et al. // Chem. Mater. 2016. V. 28. P. 4483. <https://doi.org/10.1021/acs.chemmater.6b01756>
65. Мильков М.Г. Сухарев В.А., Великовский Д.Ю. // Тр. XVII Всерос. школы-семинара физика и применение микроволн имени А.П. Сухорукова. 2019. С. 9.
66. Беликова Г.С., Беляев Л.М., Головей М.И. и др. // Кристаллография. 1974. Т. 19. С. 566.
67. Есаян С.Х., Багдасаров Х.С., Леманов В.В. и др. // ФТТ. 1974. Т. 16. С. 143.
68. Sapriel J., Vacher R. // J. Appl. Phys. 1978. V. 48. P. 1191. <https://doi.org/10.1063/1.323757>
69. Мильков М.Г., Волнянский М.Д., Антоненко А.М., Волошинов В.Б. // Акуст. журн. 2012. Т. 28. С. 206.
70. Marinova V., Veleva M. // Opt. Mater. 2002. V. 19. P. 329. [https://doi.org/10.1016/S0925-3467\(01\)00234-8](https://doi.org/10.1016/S0925-3467(01)00234-8)
71. Biegelsen D.K., Chen T., Zesch J.C. // J. Appl. Phys. 1975. V. 46. P. 941. <https://doi.org/10.1063/1.321620>
72. Каминский А.А., Константинова А.Ф., Орехова В.П. и др. // Кристаллография. 2001. Т. 46. С. 733.
73. Petrov V., Cinta Pujol M., Mateos X. et al. // Laser Photon. Rev. 2007. V. 1. P. 179. <https://doi.org/10.1002/lpor.200710010>
74. Baganov O.V., Grabtchikov A.S., Malakhov Y.I. et al. // Laser. Phys. Lett. 2012. V. 9. P. 786. <https://doi.org/10.7452/lapl.201210084>
75. Mateos X., Loiko P., Serres J.M. et al. // IEEE J. Quantum Electron. 2017. V. 53. P. 1700110. <https://doi.org/10.1109/JQE.2017.2681626>
76. Mazur M.M., Velikovskiy D.Yu., Mazur L.I. et al. // Ultrason. 2014. V. 54. P. 1311. <https://doi.org/10.1016/j.ultras.2014.01.009>
77. Loiko P., Segonds P., Inacio P.L. et al. // Opt. Mater. Express. 2016. V. 6. P. 2984. <https://doi.org/10.1364/OME.6.002984>
78. Mazur M.M., Mazur L.I., Pozhar V.E. // Phys. Proc. 2015. V. 70. P. 741. <https://doi.org/10.1364/OL.44.004837>
79. Мазур М.М., Мазур Л.И., Пожар В.Э. // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41 (5). С. 91.

80. Mazur M.M., Mazur L.I., Pozhar V.E. // *Ultrason.* 2015. V. 73. P. 231.
<https://doi.org/10.1016/j.ultras.2016.08.008>
81. Чижииков А.И., Науменко Н.Ф., Юшков К.Б. и др. // *Квантовая электроника.* 2021. Т. 51. С. 343.
82. Yushkov K.B., Naumenko N.F., Molchanov V.Ya. // *Materials.* 2022. V. 15. P. 8183.
<https://doi.org/10.3390/ma15228183>
83. Haertle D., Guarino A., Hajfler J. et al. // *Opt. Express.* 2005. V. 13. P. 2047.
<https://doi.org/10.1364/OPEX.13.002047>
84. Yevych R., Perechinskii S., Grabar A. et al. // *Cond. Matt. Phys.* 2003. V. 6. P. 315.
<https://doi.org/10.5488/CMP.6.2.315>
85. Mys O., Martynyuk-Lototska I., Grabar A. et al. // *Ferroelectrics.* 2007. V. 352. P. 171.
<https://doi.org/10.1080/00150190701358290>
86. Martynyuk-Lototska I., Mys O., Grabar A. et al. // *Appl. Opt.* 2008. V. 47. P. 52.
<https://doi.org/10.1364/AO.47.000052>
87. Martynyuk-Lototska I., Mys O., Zapeka B. et al. // *Appl. Opt.* 2014. V. 53. P. B103.
<https://doi.org/10.1364/AO.53.00B103>
88. Mys O., Martynyuk-Lototska I., Kostruba A. et al. // *Ukr. J. Phys. Opt.* 2013. V. 14. P. 210.
<https://doi.org/10.3116/16091833/14/4/210/2013>
89. Zhang W., Tao X., Zhang C. et al. // *Cryst. Growth Design.* 2007. V. 8. P. 304.
<https://doi.org/10.1021/cg700755p>
90. Gao Z., Tao X., Yin X. et al. // *Appl. Phys. Lett.* 2008. V. 93. P. 252906.
<https://doi.org/10.1063/1.3055607>
91. Wu Q., Gao Z., Tian X. et al. // *Opt. Express.* 2017. V. 25. P. 24893.
<https://doi.org/10.1364/OE.25.024893>
92. Oliveira J.E.B., Adler E.L. // *Electron. Lett.* 1990. V. 26. P. 931.
<https://doi.org/10.1049/el:19900608>
93. Molchanov V.Ya., Yushkov K.B., Kostyukov P.V. et al. // *Opt. Laser Technol.* 2021. V. 142. P. 107220.
<https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2021.107220>
94. Kusters J., Wilson D., Hammond D. // *J. Opt. Soc. Am.* 1974. V. 64. P. 434.
<https://doi.org/10.1364/JOSA.64.000434>
95. Волошинов В.Б., Мишин Д.Д., Молчанов В.Я. // *Письма в ЖТФ.* 1992. Т. 18 (2). С. 33.
96. Chang I.C. // *Electron. Lett.* 1992. V. 28. P. 1255.
<https://doi.org/10.1049/el:19920793>
97. Yushkov K.B. // *Appl. Opt.* 2021. V. 60. P. 7113.
<https://doi.org/10.1364/AO.427199>
98. Kupreychik M.I., Balakshy V.I., Mantsevich S.N. // *Proc. 25th Intl. Conf. "WECONF 2020". St. Petersburg, 1–5 June 2020.*
<https://doi.org/10.1109/WECONF48837.2020.9131520>
99. Kupreychik M.I., Balakshy V.I., Pozhar V.E. // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2021. V. 2091. P. 012010.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/2091/1/012010>
100. Balakshy V.I., Kostyuk D.E. // *Appl. Opt.* 2009. V. 48. P. C24.
<https://doi.org/10.1364/AO.48.000C24>
101. Котов В.М. // *ЖТФ.* 1999. Т. 69 (1). С. 131.
102. Котов В.М. Акустооптика. Брэгговская дифракция многоцветного излучения. М.: Янус-К, 2016. 286 С.
103. Tchernyatin A.Yu. // *Proc. SPIE.* 2005. V. 5953. P. 53530U.
<https://doi.org/10.1117/12.622291>
104. Мазур М.М., Мазур Л.И., Пожар В.Э. и др. // *Квантовая электроника.* 2017. Т. 47. С. 661.
105. Pushkin A.V., Mazur M.M., Sirotkin A.A. et al. // *Opt. Lett.* 2019. V. 44. P. 4837.
<https://doi.org/10.1364/OL.44.004837>
106. Yushkov K.B., Chizhikov A.I., Naumenko N.F. et al. // *Proc. SPIE.* 2019. V. 10899. P. 1089913.
<https://doi.org/10.1117/12.2503776>
107. Мазур М.М., Мазур Л.И., Сироткин А.А. и др. // *Квантовая электроника.* 2020. Т. 20. С. 957.
108. Chizhikov A.I., Mukhin A.V., Egorov N.A. et al. // *Opt. Lett.* 2022. V. 47. P. 1085.
<https://doi.org/10.1364/OL.47451200>
109. Chizhikov A.I., Molchanov V.Ya., Naumenko N.F., Yushkov K.B. // *Proc. 20th Intl. Conf. "Laser Optics 2022". St. Petersburg, 20–24 June 2022.* P. 178.
<https://doi.org/10.1109/ICLO54117.2022.9840328>
110. Zhang J., Zhang Z., Zhang W. et al. // *Chem. Mater.* 2011. V. 23. P. 3752.
<https://doi.org/10.1021/cm2015143>
111. Weiner A.M. *Ultrafast optics.* John Wiley & Sons, Inc., 2009.
112. Oksenhendler T., Forget N. // *Advances in Solid-State Lasers: Development and Applications*, M. Grishin ed. Rijeka, Croatia: InTech, 2021.
113. Молчанов В.Я., Китаев Ю.И., Колесников А.И. и др. *Теория и практика современной акустооптики.* М.: МИСиС, 2015. 459 с.
114. Verluise F., Laude V., Huignard J.-P. et al. // *J. Opt. Soc. Am. B.* 2000. V. 17. P. 138.
<https://doi.org/10.1364/JOSAB.17.000138>
115. Molchanov V.Ya., Chizhikov S.I., Makarov O.Yu. et al. // *Appl. Opt.* 2009. V. 48. P. 118.
<https://doi.org/10.1364/AO.48.00C118>
116. Coudreau S., Kaplan D., Tournois P. // *Opt. Lett.* 2006. V. 31. P. 1899.
<https://doi.org/10.1364/OL.31.001899>
117. Obydenov D.V., Yushkov K.B., Molchanov V.Ya. // *Opt. Lett.* 2021. V. 46. P. 4494.
<https://doi.org/10.1364/OL.435485>
118. Yushkov K.B., Kupreychik M.I., Obydenov D.V., Molchanov V.Ya. // *J. Opt.* 2023. V. 25. P. 014002.
<https://doi.org/10.1088/2040-8986/aca680>