

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 621.37 : 535.42 : 534.8

В. М. Котов
 (Москва)

БРЭГГОВСКОЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ
 В ОПТИЧЕСКИ ОДНООСНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Рассмотрено брэгговское поляризационное расщепление в одноосных кристаллах — одновременное выполнение условий брэгговского синхронизма двух собственных оптических мод кристалла на одной акустической волне. Показано, что частота звука, на которой реализуется этот тип дифракции, линейно зависит от угла наклона плоскости дифракции к оптической оси. Дифракция экспериментально исследована на монокристалле LiNbO_3 .

В последнее время значительно возрос интерес к акустооптической (АО) дифракции в анизотропных средах, что обусловлено, прежде всего, интересными особенностями такой дифракции, особенно в случаях, когда она сопровождается поворотом плоскости поляризации света [1, 2].

Один из видов брэгговской дифракции в анизотропных средах — брэгговское поляризационное расщепление (БПР) — уже нашел широкое применение в лазерных доплеровских анемометрах [3, 4]. В этих работах исследовалась дифракция в монокристалле TeO_2 , обладающем высоким значением АО-качества M_2 . Однако оказалось, что БПР реализуется в TeO_2 только в случае, когда оптические лучи распространяются вблизи его оптической оси и, следовательно, имеют эллиптическую поляризацию, связанную с гиротропностью TeO_2 : величина эллиптичности достигала 20 % для оптического излучения с длиной волны $\lambda_0 = 0,63$ мкм.

Для задач анемометрии желательно использование оптических лучей с линейной поляризацией. Данная работа посвящена исследованию БПР в анизотропных одноосных кристаллах, не обладающих гиротропией. При этом условие линейности поляризации дифрагированных лучей выполняется автоматически без привлечения дополнительных оптических элементов.

Рассмотрим для определенности отрицательный одноосный кристалл, в котором акустическая волна распространяется ортогонально оптической оси (все результаты будут обобщены также на случай положительных кристаллов). Суть БПР — в одновременном выполнении условий АО-дифракции двух собственных оптических мод кристалла на одной акустической волне. Этот вид дифракции поясняется с помощью рис. 1. Оптическое излучение с волновым вектором \vec{K}_0 , имеющее произвольную поляризацию, попадает из вакуума в анизотропную среду, распадаясь

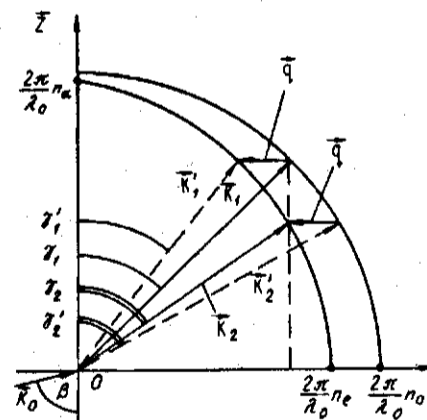


Рис. 1

при этом на две собственные волны с волновыми векторами \vec{K}_1 и \vec{K}_2 . Оба образованных луча одновременно дифрагируют на одной акустической волне с волновым вектором \vec{q} в направлениях \vec{K}'_1 и \vec{K}'_2 соответственно. На выходе кристалла образуются четыре луча: два прошедших и два дифрагированных. В случае параллельности оптических граней кристалла и малости угла между \vec{K}_1 и \vec{K}_2 прошедшие лучи на выходе кристалла практически сольются в один, что и будет предполагаться в дальнейшем. Отметим, что поляризации дифрагированных лучей взаимно ортогональны.

Пусть все взаимодействующие лучи лежат в одной плоскости (плоскости дифракции), наклоненной к оптической оси кристалла на угол α . Примем, что грань кристалла, на которую падает оптическое излучение, ортогональна плоскости дифракции и параллельна \vec{q} . На основании рис. 1 составим систему уравнений взаимодействующих волн:

$$\begin{aligned} K_1 \cos \gamma_1 &= K'_1 \cos \gamma'_1; & K_1 \sin \gamma_1 &= K'_1 \sin \gamma'_1 = q; \\ K_2 \cos \gamma_2 &= K'_2 \cos \gamma'_2; & K_2 \sin \gamma_2 &= K'_2 \sin \gamma'_2 = q; \\ K_1 &= K'_1 = K_0/n_o; & K_0 \sin \beta &= K_1 \sin \gamma_1 = K_2 \sin \gamma_2. \end{aligned} \quad (1)$$

Воспользовавшись результатами [2] для определения показателя преломления необыкновенного луча в кристалле, для рассматриваемого нами случая можно записать

$$\begin{aligned} K'_1 &= \frac{2\pi}{\lambda_0} n_\alpha \left[1 - \sin^2 \gamma_1 \left(1 - \frac{n_\alpha^2}{n_e^2} \right) \right]^{-1/2}; \\ K'_2 &= \frac{2\pi}{\lambda_0} n_\alpha \left[1 - \sin^2 \gamma_2 \left(1 - \frac{n_\alpha^2}{n_e^2} \right) \right]^{-1/2}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь K_1, K'_1, K_2, K'_2 и q — величины волновых векторов $\vec{K}_1, \vec{K}'_1, \vec{K}_2, \vec{K}'_2$ и \vec{q} соответственно; β, γ_1 и γ_2 — угол падения на кристалл и углы преломления внутри кристалла соответственно; γ'_1 и γ'_2 — углы между нормалью к плоскости падения и дифрагированными лучами \vec{K}'_1 и \vec{K}'_2 соответственно; $K_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$; $n_\alpha = n_o n_e (n_o^2 \sin^2 \alpha + n_e^2 \cos^2 \alpha)^{-1/2}$ [2]; n_o и n_e — главные показатели преломления кристалла для длины волны света λ_0 .

Выражение (1) совместно с (2) — система десяти уравнений с десятью неизвестными: $K_1, K'_1, K_2, K'_2, q, \gamma_1, \gamma'_1, \gamma_2, \gamma'_2$ и β . Решая совместно (1) и (2) методом последовательного исключения неизвестных, получим

$$\begin{aligned} \sin^2 \beta &= \left(n_o^2 m \left[1 - \frac{n_e^2}{n_\alpha^2} \right] \right) / \left(\left(\frac{n_\alpha - n_e}{n_e - n_\alpha} \right)^2 - 4 \right) \times \\ &\times \left[1 + \left(1 - \left[1 + \left(\frac{n_e}{n_\alpha} \right)^2 \right] \left[\left(\frac{n_\alpha - n_e}{n_e - n_\alpha} \right)^2 - 4 \right] / \left(\left(\frac{n_\alpha}{n_e} \right)^2 \left[1 - \left(\frac{n_e}{n_\alpha} \right)^2 \right]^4 \right) \right]^{1/2} \right]. \end{aligned} \quad (3)$$

Найденный угол β полностью определяет все искомые неизвестные. Величины α, n_o, n_e и λ_0 считаются заданными. Предположив, что скорость звука v известна, найдем частоту звуковой волны из (1):

$$f = \frac{v}{\lambda_0} \left[\sqrt{(n_\alpha/n_e)^2 \sin^2 \alpha - m n_o^2} - \sin \alpha \right] = \frac{v}{\lambda_0} \left[\sin \alpha - \frac{n_e}{n_\alpha} \sqrt{\sin^2 \alpha + m n_o^2} \right], \quad (4)$$

здесь $m = (n_\alpha/n_o)^2 - 1$.

Для положительных одноосных кристаллов выражение (3) остается в силе, а в (4) правую часть необходимо умножить на -1 .

Из (3), (4) видно, что при $\alpha = 0$ (оптическая ось лежит в плоскости дифракции) $n_\alpha = n_o$ и $m = 0$, откуда $\sin \beta = 0$ и $f = 0$, т. е. в этом случае

реализация БПР невозможна (в отличие от гиротропных кристаллов, где это осуществимо [3, 4]). На рис. 2 представлены зависимости β от α для отрицательных (LiNbO_3 , BaTiO_3 и PbMoO_4 , обозначенные 1—3 соответственно) и положительных (LiTaO_3 и $\text{Pb}_5\text{Ge}_3\text{O}_{11}$ — 4 и 5 соответственно) кристаллов, вычисленные на основании (3). Все данные для вычислений взяты из [5]. При этом направление звуковой волны выбиралось, наряду с $q \perp OZ$, из условия максимальности величины АО-качества M_2 . Все зависимости на рис. 2 представляют собой прямые линии, пересекающиеся в начале координат.

На рис. 3 приведены зависимости частоты звука f от α для тех же кристаллов, вычисленные на основании (4); нумерация кристаллов такая же, как и на рис. 2.

При $\alpha \ll 1$ можно значительно упростить (3) и (4):

$$\sin \beta = A n_o \sin \alpha, \quad (5)$$

$$f = \frac{v}{\lambda_0} n_o \left(\sqrt{(n_o/n_e)^2 A^2 - B} - A \right) \sin \alpha = \frac{v}{\lambda_0} n_o \left(A - \frac{n_e}{n_o} \sqrt{A^2 + B} \right) \sin \alpha, \quad (6)$$

где

$$A = \left[\left(1 + \frac{n_e^2}{n_o^2} \right) / \left(2 \frac{n_e}{n_o} \right) \right]^{1/2}; \quad B = \left(1 - \frac{n_e^2}{n_o^2} \right).$$

Иными словами, при малых α , действительно, существует линейная зависимость между β , f и α .

Для проверки полученных выражений был проведен эксперимент по БПР на монокристалле LiNbO_3 с размерами $6 \times 6 \times 10$ мм вдоль осей [100], [010] и [001] соответственно. Вдоль направления [010] генерировался поперечный звук с направлением смещения волны по [100] пьезопреобразователем из того же материала, приклеенным к образцу анастезином. Частота звуковой волны 92 МГц (3-я гармоника пьезопреобразователя), скорость звука в образце, измеренная непосредственно по углу дифракции, равнялась $3,69 \cdot 10^5$ см/с. Длина взаимодействия 8 мм. Оптическое излучение с $\lambda_0 = 0,63$ мкм, генерируемое He—Ne-лазером, направлялось на оптическую грань кристалла {001}. Поляризация излучения составляла угол $\approx 45^\circ$ с направлением [100]. При определенных значениях углов α и β (см. рис. 1) по обе стороны от прошедшего излучения возникали два дифрагированных луча, находящиеся в брэгговском синхронизме с падающим, т. е. при угловой расстройке они одновременно появлялись или исчезали. Такая ситуация возникала при $\alpha = 5^\circ$ и $\beta = 20^\circ$, при этом при подводимой электрической мощности $P_{эл} = 0,8$ Вт эф-

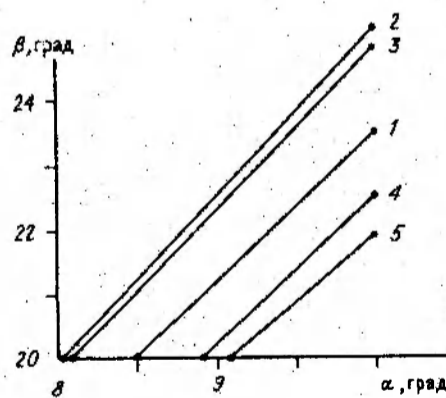


Рис. 2

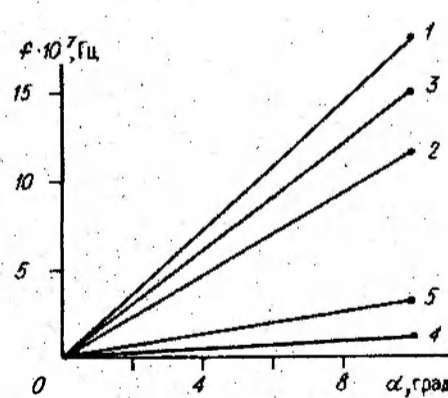


Рис. 3

эффективность дифракции в каждом порядке составляла ~10 % от прошедшего излучения.

Значения β и f для $\alpha = 5^\circ$, вычисленные по полученным выражениям, равны: $\beta = 16^\circ$; $f = 90$ МГц. Расхождение этих величин по сравнению с экспериментальными данными связано, по-видимому, с неполной адекватностью выбранной геометрии используемого образца (вырезанного по главным направлениям) и теоретически рассматриваемой ситуацией, когда все оптические лучи лежат в одной плоскости, т. е. нормаль оптической грани наклонена на угол α к оптической оси кристалла.

Таким образом, теоретические и экспериментальные результаты работы подтверждают возможность использования особенностей АО-дифракции в анизотропных средах, не обладающих гиротропией, для создания нового класса АО-устройств — брэгговских поляризационных расщепителей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Dixon R. W. Acoustic diffraction of light in anisotropic media // IEEE J. Quant. Electronics.— 1967.—QE-3.—P. 85.
2. Леманов В. В., Шакин О. В. Рассеяние света на упругих волнах в одноосных кристаллах // ФТТ.—1972.—14, № 1.
3. Антонов С. Н., Котов В. М., Сотников В. Н., Тимофеев А. С. Акустооптические поляризационные расщепители для лазерных доплеровских анемометров.—М., 1990.—(Препр. ИРЭ АН СССР; 20 (549)).
4. Антонов С. Н., Котов В. М., Сотников В. Н. Брэгговские поляризационные расщепители света на основе кристалла TeO_2 // ЖТФ.—1990.—61, № 1.
5. Акустические кристаллы /Под ред. М. П. Шаскольской.—М.: Наука, 1982.

Поступило в редакцию 10 июля 1991 г.

УДК 681.327

Я. А. Фурман

(Йошкар-Ола)

ОЦЕНКИ ПАРАМЕТРОВ ЛИНЕЙНЫХ ПРЕОБРАЗОВАНИЙ ЗАШУМЛЕННЫХ КОНТУРОВ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Рассмотрено по методу максимального правдоподобия решение задачи оценки параметров поворота, растяжения и сдвига начальной точки зашумленного сигнального контура по отношению к эталонному контуру. Показано, что для получения оценок необходимо вычислить все отсчеты контурного согласованного фильтра и определить номер отсчета с максимальным значением модуля.

Введение. Измерение параметров контуров представляет собой важную операцию при количественном анализе изображений. Контурные концентрируют имеющуюся в изображении информацию, содержат небольшую часть общего количества всех его точек, определяют форму объекта. Учет данных факторов позволяет в значительной степени снизить трудоемкость решения задач, связанных с обработкой изображений. Поэтому вопросам выделения, описания, преобразования контуров и распознавания изображений по их форме, задаваемой контуром, посвящено большое количество работ. Показательными в этом плане являются не только такие ранние работы, как [1—5], но и недавно опубликованные [6].

Часто встречающимся на практике классом задач являются задачи оценки параметров преобразований исходного (эталонного) контура по принятому контуру, рассматриваемому как смесь сигнала и шума. К ним относятся задачи, связанные с оценкой параметров перемещения наблюдаемых объектов, ориентации на местности, обнаружения-оценивания, распознавания-оценивания и др. Этим вопросам уделено значительно меньше внимания. Примера-