

06; 07; 12

© 1991 г.

БРЭГГОВСКИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ РАСЩЕПИТЕЛИ СВЕТА НА ОСНОВЕ КРИСТАЛЛА TeO_2

С. Н. Антонов, В. М. Котов, В. Н. Сотников

Рассматривается брэгговская анизотропная дифракция света на звуке в кристалле TeO_2 путем анализа векторных диаграмм. Ставится задача поиска условий одновременного выполнения брэгговского синхронизма для двух собственных мод кристалла. Показано, что это может быть выполнено как для случая монохроматической световой волны, так и в двухцветном варианте. Предложен и реализован новый прибор — расщепитель света, предназначенный для оптической схемы ЛДИС на основе аргонового лазера. Сообщается о результатах испытания созданного устройства.

Кристалл TeO_2 по совокупности оптических, акустических и акустооптических (АО) свойств является уникальным материалом для создания различных устройств управления оптическим излучением (модуляторов, дефлекторов и т. д.). Значительная величина оптической анизотропии и гиротропии TeO_2 , очевидно, влияет на характер АО взаимодействия. Здесь будет показано, что учет и использование анизотропии в этом кристалле позволяет создать новые приборы — АО поляризационные расщепители света, область использования которых рассмотрен ниже.

Нас будет интересовать режим так называемой анизотропной дифракции, когда взаимодействие сопровождается сменой мод оптических колебаний — изменением состояния поляризации отклоненного света. Для TeO_2 это имеет место, когда медленная сдвиговая звуковая волна распространяется вдоль направления $[110]$ с деформацией по оси $[1\bar{1}0]$, а световой луч находится в плоскости, содержащей оси кристалла $[001]$ и $[110]$. Отметим, что именно эта геометрия взаимодействия обеспечивает максимальную эффективность дифракции и наиболее часто используется [1].

Цель данной работы состоит в поиске таких условий, когда брэгговский синхронизм при анизотропной дифракции выполняется одновременно для двух собственных мод кристалла, которые на входе кристалла распространяются строго в одном направлении. Это требование запишем в виде системы, включающей закон сохранения импульса при АО взаимодействии,

$$[\mathbf{T}_0 \times \mathbf{T}_e] = 0, \quad \mathbf{K}_0 \pm \mathbf{q} = \mathbf{K}_e^1, \quad \mathbf{K}_e \mp \mathbf{q} = \mathbf{K}_e^2, \quad (1)$$

где \mathbf{T}_0 и \mathbf{K}_0 — волновые вектора падающего света на воздухе и в кристалле соответственно, причем \mathbf{K}_0 — собственная «обыкновенная» мода кристалла, \mathbf{T}_e и \mathbf{K}_e — то же для «необыкновенной» моды, \mathbf{K}_e^1 и \mathbf{K}_e^2 — волновые вектора дифрагированного излучения в кристалле, \mathbf{q} — волновой вектор звука.

Заметим, что знак плюс в (1) связан с повышением частоты дифрагированного луча на величину частоты звука, а минус — с понижением. Существенно, что длины волн света векторов \mathbf{T}_0 и \mathbf{T}_e могут быть различными. Используя весьма удобную форму — векторную диаграмму, проиллюстрируем постановку задачи (выполнение закона сохранения импульса) с помощью рис. 1. Здесь n_0 и n_e — главные показатели преломления кристалла на длине волны света λ в вакууме, ϵ — параметр гиротропии $\epsilon = \rho(\lambda)\lambda/2\pi n_0$, $\rho(\lambda)$ — удельное оптическое вращение

на данной длине волны света. Таким образом, задача формулируется так: необходимо, чтобы в зависимости от состояния поляризации падающего на кристалл света дифракция происходила либо в $+1$, либо -1 дифракционные порядки (для света произвольной поляризации — в оба одновременно). Не следует путать изучаемый нами режим с ситуацией, рассмотренной в [2], когда на звуке, распространяющемся ортогонально оптической оси, падающий под нулевым брэгговским углом свет отклоняется симметрично в два дифракционных максимума одной поляризации.

Примем α_1 — угол падения света с вектором T_0 на кристалл (из воздуха); α_2 — то же, но для вектора T_e и положим, что грани кристалла ортогональны оптической оси (условие эксперимента). Аналитическую связь величин α_1 и α_2 с параметрами дифракции будем искать по методике и с приближениями работ [3, 4]

$$\sin \alpha_1 = n_0 \sin \vartheta, \quad (2)$$

$$\sin \alpha_2 = n_e [4\delta + \sin^2 \vartheta]^{1/2}. \quad (3)$$

Здесь ϑ — угол между «обыкновенным» лучом в кристалле и оптической осью

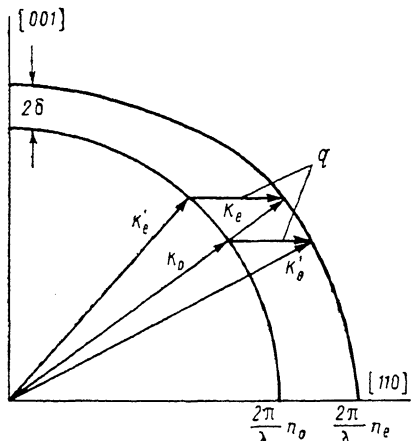


Рис. 1. Графическое изображение системы (1) — векторная диаграмма одновременного выполнения брэгговских условий для двух собственных мод кристалла.

$$\sin \vartheta = \frac{q}{K} \frac{1}{M^2 - 1} \left[1 \mp M \left(1 - (M^2 - 1) 4\delta \frac{K^2}{q^2} \right) \right]^{1/2}, \quad (4)$$

где $M = n_e/n_0$; K и q — величины волновых векторов света и звука $K = 2\pi n_0/\lambda$, $q = 2\pi f/v$; f — частота звуковой волны; v — ее скорость.

На рис. 2 представлено графическое решение (2) и (3) для дифракции в TeO_2 при $\lambda = 0.63$ мкм (все конкретные параметры кристалла TeO_2 взяты из [1, 5]). Здесь штриховые линии есть решение для α_2 , а сплошные — для α_1 . Сам по себе ход кривых хорошо известен, для нас же существенным является наличие точки их пересечения (для $\lambda = 0.63$ мкм на частоте $f_0 = 13.4$ МГц). Отметим, что для монохроматического излучения данное пересечение единственное и имеет место в области так называемой «минимальной частоты брэгговской анизотропной дифракции». Таким образом, брэгговские условия выполняются одновременно для обеих собственных мод кристалла и свет произвольной поляризации будет отклонен в $+1$ и -1 дифракционные максимумы, причем соотношение их интенсивностей определяется ориентацией вектора поляризации входного света и мощностью акустической волны. По сути такой АО модулятор является «управляемой призмой Волластона», в которой без включения звука свет проходит кристалл без изменений, а при включении поляризационные компоненты будут отклонены.

Однако в практическом плане более интересна ситуация, когда точное выполнение брэгговских условий имеет место для одного луча двух длин волн света. Действительно, если T_0 и T_e есть суть разных длин волн, то, как показывает анализ, возможно решение и в этом случае. Расчеты проводились по следующей методике. Первоначально находилась зависимость $\alpha_1(f)$ для длины волны света λ_1 по формулам (2) и (4), где значения n_0 , n_e и δ соответствуют λ_1 , зависимость $\alpha_2(f)$ находилась для λ_2 из (3) и (4) с параметрами кристалла, взятыми для λ_2 . Затем из равенства $\alpha_1 = \alpha_2$ вычислялось значение частоты f_0 . В силу конечной расходимости звуковой волны условие (1) выполняется в некотором диапазоне частот — от $f_{н}$ (нижнее значение) до $f_{в}$ (верхнее), величины которых могут быть получены из зависимости $\alpha_2 - \alpha_1 = F(f)$ с использованием соотношения

$$\alpha_2 - \alpha_1 = n \frac{\Delta}{L}, \quad (5)$$

где n — среднее значение показателя преломления кристалла, λ — длина волны звука, L — длина пьезопреобразователя.

Мы решали задачу, связанную с созданием двухцветного лазерного доплеровского измерителя скорости потоков (ЛДИС), в котором используются две

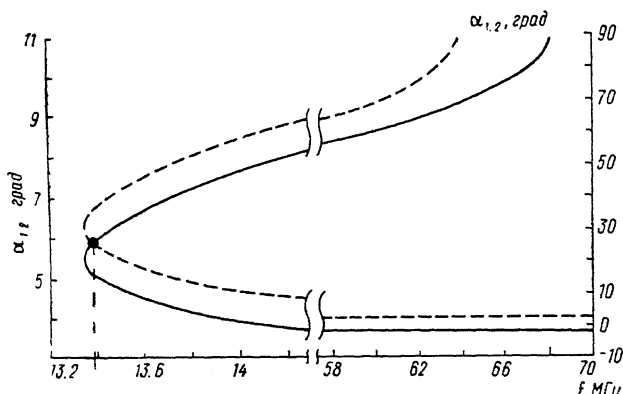


Рис. 2. Брэгговские углы (на воздухе) для «обыкновенного» луча (сплошная кривая) и «необыкновенного» (штриховая) для длины волны света $\lambda=0.63$ мкм как функция частоты звука.

f_0 — частота звука, соответствующая выполнению системы (1).

линии Ar лазера: $\lambda_1=0.4880$ мкм и $\lambda_2=0.5145$ мкм (подробно о двухцветных ЛДИС см., например, в [6]). Анализ показывает, что в отличие от случая с одной длиной волны в двухцветном варианте возникают две точки пересечения кривых $\alpha_1(f)$ и $\alpha_2(f)$, смещающиеся относительно минимальной частоты (рис. 2) по верхней и нижней ветвям. Первое пересечение существует в районе частот акустических волн 45 МГц, когда λ_2 является «обыкновенным» лучом, а λ_1 — «необыкновенным», и второе — в районе 25 МГц при обратной ситуации.

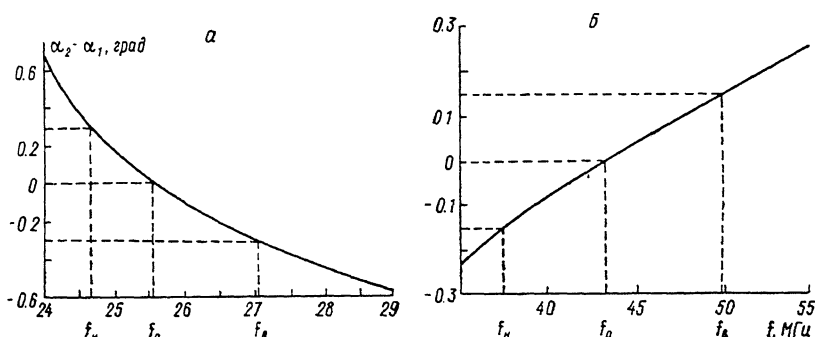


Рис. 3. Разность брэгговских углов «обыкновенного» и «необыкновенного» лучей как функция частоты звука.

a — в режиме малых углов падения и эллиптически поляризованных собственных модах, b — при больших углах падения и линейной поляризации собственных мод.

На рис. 3 представлена зависимость $\alpha_2 - \alpha_1$ как функция частоты звука (в расчетах $L=6$ мм — параметр экспериментального макета). Видно, что необходимые условия практически выполняются в достаточно большом диапазоне частот — порядка 2.5 МГц для рис. 3, a и 13 МГц для рис. 3, b . Еще одно отличие в параметрах взаимодействия для частот звука 25 и 45 МГц заключается в принадлежности к различным ветвям кривых (рис. 2): нижняя ветвь — дифракция при малых углах падения света на звук, верхняя — при больших. Важно то, что в силу значительной оптической активности кристалла TeO_2 эти режимы существенно различаются по необходимому состоянию поляризации падающего (и соответственно дифрагированного) света: при малых углах поляризация эллиптическая, а при больших практически линейная. Из [7] запишем выражение

для эллиптичности собственных оптических мод кристалла — отношения амплитуд малой E_0 к большой E_e полуосям эллипса поляризации

$$A = \frac{E_0}{E_e} = \frac{R}{1 + (R^2 + 1)^{1/2}}, \quad (6)$$

где

$$R = \frac{2\delta}{n_e - n_o} \operatorname{ctg}^2 \varphi, \quad (7)$$

φ — угол между волновым вектором света и оптической осью.

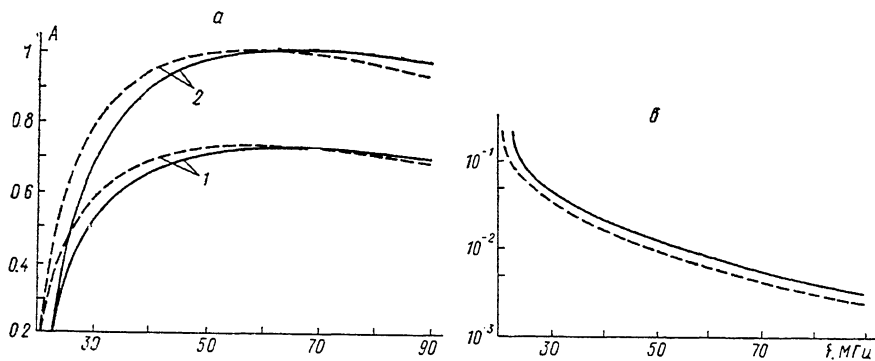


Рис. 4. Эллиптичность собственных оптических мод как функция частоты звука для двух длин волн света.

a — режим малых углов падения света на кристалл для «необыкновенного» луча (1) и «обыкновенного» (2); *b* — режим больших углов падения.

Связь величины эллиптичности «обыкновенного» луча K_0 с частотой звука f можно найти подстановкой $\delta = \varphi$ в (6) и (7), используя выражение (4). Эллиптичность «необыкновенного» луча K_e в рассматриваемой геометрии можно определить через угол Φ между направлением луча K_e и оптической осью, связь которого с δ дается как

$$\sin \Phi = \left[M^{-2} \frac{(1 + \delta)^2}{4\delta + \sin^2 \delta} + (1 - M^{-2} (1 + \delta)^2) \right]^{-1/2}. \quad (8)$$

Аналогично предыдущему величина A находится подстановкой $\Phi = \varphi$ в (7) и (8). Рис. 4 отражает зависимость величины эллиптичности как функции ча-

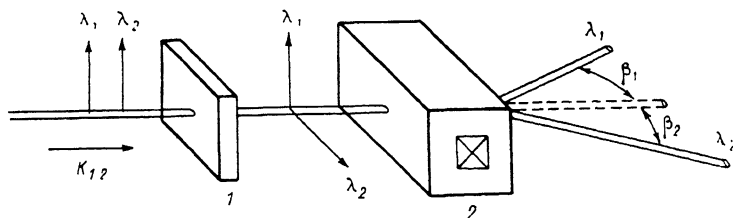


Рис. 5. Оптическая схема расщепителя.

1 — селективный ротатор поляризации, 2 — АО модулятор.

стоты звука для длин волн света $\lambda_1 = 0.4880$ мкм (сплошные кривые) и $\lambda_2 = 0.5145$ мкм (штриховые). Рис. 4, *a* есть зависимость A от f при малых углах падения света на звук, рис. 4, *b* — при больших. Видно, что в режиме малых углов свет имеет эллиптическую поляризацию, причем степень эллиптичности разная для падающего и дифрагированного света. Так, существуют частоты звука, на которых поляризация «обыкновенного» луча становится круговой ($A = 1$), а для «необыкновенного» луча это невозможно. При больших углах поляризация

падающего и дифрагированного лучей практически линейная и не зависит от типа моды оптических колебаний (кривые попарно сливаются).

Изготовленный нами расщепитель работал на частоте звука 45 МГц, что соответствует режиму больших углов падения. Выбор этого значения частоты (а не 25 МГц) обусловлен тем, что, во-первых, выходное лазерное излучение имеет линейную поляризацию, совпадающую с поляризацией собственных мод кристалла, и, следовательно, не нужно использовать какие-либо дополнительные оптические элементы, согласующие поляризации. Во-вторых, диапазон частот, в котором выполняется условие (1), при этом шире, что удобнее.

Оптическая схема разработанного расщепителя, показанная на рис. 5, очевидно, является весьма простой. Она содержит всего два элемента: селективный ротатор поляризации (1) (о его реализации ниже) и АО модулятор (2). Входной луч, показанный как $K_{1,2}$ с двумя длинами волн λ_1 и λ_2 и параллельными векторами поляризации, поступает на селективный ротатор, после которого поляризация одного из лучей поворачивается на 90° . На выходе АО модулятора свет с длиной волны 0.488 мкм (λ_1) отклоняется на угол $+\beta_1=2.09^\circ$ относительно прошедшего луча, а с длиной волны 0.5145 (λ_2) — на угол $\beta_2=2.20^\circ$. Отметим здесь, что вектора поляризации дифрагированных лучей повернуты на 90° относительно падающего на кристалл излучения и, следовательно, они взаимно ортогональны: частота одного луча выше, а другого ниже на частоту звуковой волны. Это прямо следует из векторной диаграммы рис. 1 и из системы (1).

Вернемся к вопросу практической реализации селективного ротатора поляризации. Функция такого устройства очевидна из вышеизложенного: при падении на него света двух длин волн параллельных поляризаций должен произойти поворот поляризации одного луча на 90° относительно другого. Ротатор может быть выполнен двояко — либо с использованием оптически активного материала [8], либо двулучепреломляющего. Мы использовали пластину из того же TeO_2 , вырезанную строго поперек оптической оси. При нормальном падении света на такую пластину она проявляет лишь свойство оптической активности, дисперсия величины которой и обеспечивает необходимый селективный разворот поляризаций. Минимальная толщина пластины l находится из

$$l [p(\lambda_1) - p(\lambda_2)] = \frac{\pi}{2}. \quad (9)$$

Для TeO_2 в нашем случае толщина пластины составила 3.4 мм. Неизбежная погрешность в изготовлении пластины компенсировалась ее юстировкой в процессе сборки расщепителя путем небольшого изменения ориентации относительно светового луча.

Кристалл АО модулятора имел размеры 10×10 мм по осям $[001]$ и $[1\bar{1}0]$ и 15 мм по направлению распространения звука — оси $[110]$. Пьезопреобразователь был выполнен из кристалла LiNbO_3 . Эффективность дифракции для обеих длин волн составила не менее 90 % при управляющей мощности 0.3 Вт. Конструктивно расщепитель был выполнен в виде единого блока, объединяющего АО кристалл и селективную пластину, размеры блока $25 \times 25 \times 30$ мм. Все оптические грани (АО кристалла и пластины) были просветлены и суммарные потери составили не более 10 %.

Устройство предназначалось и испытывалось с Аг лазером типа ЛГ-106 М-1, излучающим четыре линии: две рабочие 0.4880 (22 % от суммарной мощности генерации) и 0.5145 мкм (60 %), две паразитные 0.4965 (12 %) и 0.5010 мкм (6 %). Оптический луч в зоне АО модулятора имел апертуру 3 мм (формирующая оптика не использовалась). Было установлено, что в направлении дифрагированного луча с длиной волны $\lambda_1=0.4880$ мкм относительно его интенсивности остальные линии «просачивались» с абсолютными уровнями — 14.3 дБ для 0.4965 мкм, — 18.9 дБ для 0.5010 мкм и не менее — 30 дБ для 0.5145 мкм. Соответствующие параметры в направлении луча с длиной волны $\lambda_2=0.5145$ мкм были следующие: — 24 дБ для 0.5010 мкм, — 28 дБ для 0.4965 мкм и — 26.2 дБ для 0.4880 мкм. Очевидно, что достигнутые параметры отнюдь не являются предельными и улучшение «развязки» связано с увеличением длины взаимодействия — длины пьезопреобразователя, что, однако, не было целью данной работы.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что предложенный принцип приводит к созданию нового типа АО приборов — управляемых поляризационных расщепителей света. В частности, такие устройства позволяют создать простую оптическую схему двухцветного ЛДИС, в котором все основные функции (деление лучей по длинам волн, сдвиг частоты) обеспечиваются одним АО модулятором. Кроме того, такие устройства, по-видимому, могут найти использование в других спектральных системах.

Авторы выражают признательность А. С. Тимофееву за постановку практической задачи, ставшей целью работы, а также за обсуждение ее результатов.

Список литературы

- [1] Акустические кристаллы / Под ред. М. П. Шаскольской М.: Наука, 1982.
- [2] Балакшиев В. И., Парыгин В. Н., Чирков Л. Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985. 280 с.
- [3] Антонов С. Н., Котов В. М. Препринт ИРЭ АН СССР. № 6 (465). М., 1987.
- [4] Антонов С. Н., Гуляев Ю. В., Котов В. М., Поручиков П. В. // РИЭ. 1987. Т. 32. № 3. С. 623—628.
- [5] Кизель В. А., Бурков В. И. Гиротропия кристаллов. М.: Наука, 1980.
- [6] Ключков В. П., Козлов Л. Ф., Потыкевич И. В., Соскин М. С. Лазерная анемометрия, дистанционная спектроскопия и интерферометрия. Киев: Наукова думка, 1985. 760 с.
- [7] Yano T., Watanabe A. // J. Appl. Phys. 1974. Vol. 45. N 3. P. 1243—1245.

Институт радиотехники и электроники АН СССР
Фрязинская часть

Поступило в Редакцию
13 февраля 1990 г.