

АКУСТООПТИКА

УДК 535 : 241.13 : 534

С. В. БОГДАНОВ, В. К. САПОЖНИКОВ

(Новосибирск)

АКУСТООПТИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
В ОПТИЧЕСКИ ДВУСОСНЫХ КРИСТАЛЛАХ

1. В настоящее время акустооптическое взаимодействие достаточно обстоятельно исследовано в оптически изотропных средах и в оптически одноосных кристаллах [1—3]. В последних проанализирована даже такая сложная ситуация, как наличие оптической активности [4]. В то же время акустооптическое взаимодействие в оптически двуосных кристаллах рассмотрено менее подробно [2, 5, 6], хотя оно, безусловно, представляет существенный интерес. В этих работах в основном обсуждаются зависимости углов падения и дифракции от частоты звука, найденные с использованием формул из [3], для конкретных плоскостей взаимодействия. Оптические свойства двуосных кристаллов существенно богаче, чем одноосных, и акустооптическое взаимодействие в них позволяет создавать такие акустооптические устройства, которые невозможны в одноосных кристаллах. В качестве примера можно упомянуть о существовании широкополосно-широкоапертурной дифракции, когда при заданной частоте звука условия дифракции не нарушаются при значительном изменении угла падения света [7], или двухкоординатной широкополосной аномальной брэгговской дифракции, которая в одноосных кристаллах принципиально возможна лишь по одной координате. В нашей работе широкополосно-широкоапертурная дифракция рассмотрена как частный случай широкополосной дифракции в двуосных кристаллах. Характерная особенность акустооптического взаимодействия в одноосных и особенно в двуосных кристаллах следующая: если плоскость акустооптического взаимодействия не является главной плоскостью оптической индикатрисы, то поляризация распространяющегося в этой плоскости света зависит от направления его волнового вектора. Поэтому при изменении частоты звука и связанного с этим изменением направления волнового вектора дифрагированного света меняется и его поляризация. Изменяются при этом и действующая фотоупругая константа и, следовательно, интенсивность дифрагированного света. Эта зависимость особенно сложна в оптически двуосных кристаллах, и ее следует иметь в виду, например, при описанных ниже двухкоординатной широкополосной и сверхширокополосной дифракциях.

Однако это обстоятельство позволяет создать принципиально новые акустооптические устройства, поворачивающие плоскость поляризации света путем изменения частоты звука. Например, выбрав в двуосном кристалле плоскость взаимодействия, проходящую через одну из оптических осей и составляющую небольшой угол с плоскостью оптических осей кристалла, вполне возможно осуществить поворот плоскости поляризации дифрагированного света примерно на 90° .

2. Рассмотрим для определенности двуосный кристалл, у которого $n_3 > n_2 > n_1$. Сечение поверхностей показателей преломления (волновых

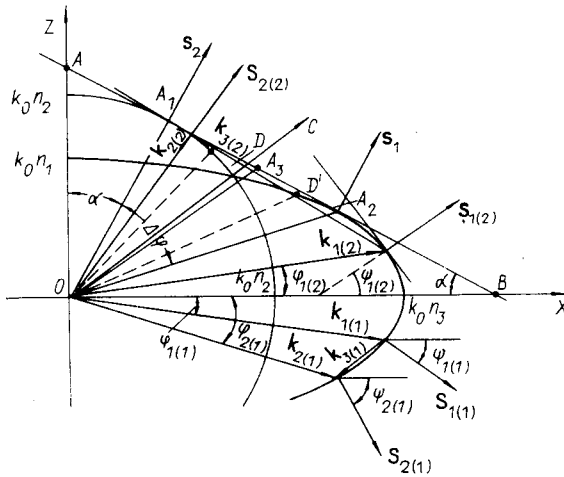


Рис. 1. Сечение поверхности волновых векторов двуосного кристалла ($n_3 > n_2 > n_1$) плоскостью XZ .

Индекс (i) соответствует рассматриваемому случаю

векторов) такого кристалла плоскостью XZ имеет вид, представленный на рис. 1. Сечение состоит из окружности радиуса $R = k_0 n_2$ для света, поляризованного перпендикулярно плоскости XZ , и эллипса с полуосями $a = k_0 n_3$, $b = k_0 n_1$ для света, поляризованного в этой плоскости. (Здесь $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ и

λ_0 — длина волны света в вакууме). Через точки пересечения кривых окружности и эллипса проходят оптические оси кристалла (также лежащие в плоскости XZ). Рассмотрим вначале акустооптическое взаимодействие в этой плоскости, т. е. будем полагать, что волновые векторы падающего света \mathbf{k}_1 , дифрагированного света \mathbf{k}_2 и звука \mathbf{k}_3 лежат в плоскости XZ . При дифракции без изменения направления поляризации света концы волновых векторов падающего и дифрагированного света лежат на одной кривой: либо на эллипсе, либо на окружности. Если это окружность, то такая дифракция ничем не отличается от дифракции в оптически изотропных средах, и мы останавливаться на этом случае не будем*. Если это эллипс, то она не отличается от аналогичной дифракции в оптически одноосных кристаллах. Тем не менее напомним, что направление распространения света как в двуосном, так и в одноосном кристалле, вообще говоря, не совпадает с волновой нормалью, т. е. с направлением волнового вектора. Поэтому угол между направлениями распространения падающего и дифрагированного света внутри кристалла отличается от угла между соответствующими волновыми векторами, а приращение этого угла при изменении частоты звука не равно приращению угла между соответствующими волновыми векторами дифрагированного света и, строго говоря, нелинейно зависит от частоты. Описываемая ситуация отражена на рис. 1 волновыми векторами $\mathbf{k}_{1(1)}$, $\mathbf{k}_{2(1)}$, $\mathbf{k}_{3(1)}$. При этом направление лучевой скорости, найденное по известному правилу, представлено единичными векторами $\mathbf{s}_{1(1)}$ и $\mathbf{s}_{2(1)}$. Нетрудно показать, что $\operatorname{tg} \psi = n_3^2 \operatorname{tg} \varphi / n_1^2$, где ψ — угол между $\mathbf{s}_{1(1)}$ и осью X , а φ — угол между $\mathbf{k}_{1(1)}$ и осью X . Поскольку $n_3 > n_1$, то и $\psi > \varphi$ (при $\varphi \neq 0$; 90°). Однако практически отношение n_3/n_1 близко к единице, и различие углов φ и ψ невелико.

Более интересной оказывается дифракция с изменением поляризации света. Здесь также следует различать случай, когда падающий свет поляризован в плоскости XZ , а дифрагированный — перпендикулярно ей, и наоборот. И в том и в другом случае будем рассматривать широкополосную дифракцию, когда волновой вектор звука \mathbf{k}_3 касателен к геометрическому месту концов волновых векторов дифрагированного света. Это, не уменьшая общности, позволяет рассмотреть наиболее интересный в практическом отношении случай.

Допустим вначале, что падающий свет поляризован в плоскости падения, т. е. концы волновых векторов \mathbf{k}_1 лежат на эллипсе. Данная

* Следует иметь в виду, что в акустическом отношении двуосные кристаллы не являются изотропными и направление групповой скорости звука не совпадает с направлением его фазовой скорости или волнового вектора.

ситуация отражена на рис. 1 волновыми векторами $\mathbf{k}_{1(2)}$, $\mathbf{k}_{2(2)}$, $\mathbf{k}_{3(2)}$. При этом угол между волновым вектором $\mathbf{k}_{1(2)}$ и осью X будет меньше, чем угол $\psi_{1(2)}$ между лучевой скоростью $\mathbf{s}_{1(2)}$ падающего света и осью X . Конец волнового вектора дифрагированного света $\mathbf{k}_{2(2)}$ лежит на окружности между оптической осью и осью Z . На рассматриваемой «средней» частоте звука f_0 рабочего диапазона частот вектор $\mathbf{k}_{3(2)}$ касателен к окружности. Поскольку геометрическим местом концов волновых векторов дифрагированного света является окружность, то лучевая скорость дифрагированного света направлена вдоль волнового вектора и угол $\psi_{2(2)} = \varphi_{2(2)}$. Таким образом, отклонение дифрагированного света оказывается линейным по отношению к изменению частоты звука. Однако угол $\Delta\psi_{2(2)} = \psi_{2(2)} - \psi_{1(2)}$ между направлениями распространения падающего и дифрагированного света оказывается меньше, чем угол $\Delta\varphi = \varphi_{2(2)} - \varphi_{1(2)}$ между волновыми векторами $\mathbf{k}_{1(2)}$ и $\mathbf{k}_{2(2)}$.

Если угол $\varphi_{1(2)}$ уменьшается, то угол $\Delta\varphi$ будет увеличиваться, и при $\varphi_{1(2)} = 0$, когда падающий свет распространяется вдоль оси X , $\Delta\psi = \Delta\varphi$. Дальнейшее уменьшение угла падения (т. е. когда $\mathbf{k}_{1(2)}$ расположится в четвертом квадранте) приведет к увеличению угла $\Delta\varphi$, и он окажется больше угла $\Delta\varphi$ между соответствующими волновыми векторами. При этом конец вектора $\mathbf{k}_{3(2)}$, перемещаясь по окружности, приближается к точке C — выходу оптической оси — или даже перейдет ее и окажется внутри эллипса. Как будет показано ниже, широкополосная дифракция по второй координате в последнем случае оказывается невозможной.

Если угол $\varphi_{1(2)}$ увеличивать, то конец вектора $\mathbf{k}_{3(2)}$ будет перемещаться вверх по окружности, а угол $\Delta\varphi$ — уменьшаться. Для наглядности дальнейших рассуждений проведем прямую AB (см. рис. 1), касательную одновременно к окружности в точке $A_1(x_1, z_1)$ и к эллипсу в точке $A_2(x_2, z_2)$. Когда конец волнового вектора \mathbf{k}_1 при увеличении φ_1 попадет в точку A_2 , а конец волнового вектора \mathbf{k}_2 — в точку A_1 , лучевая скорость падающего света совпадет по направлению с лучевой скоростью дифрагированного света; они будут распространяться в одном направлении ($\Delta\psi = 0$; $\Delta\varphi \neq 0$). Если в этом положении изменить частоту звука, то конец вектора \mathbf{k}_3 , скользя по окружности, либо «перейдет» точку A_1 и возникнет угол $\Delta\psi = \psi_2 - \psi_1 > 0$, либо «педойдет» до точки A_1 и возникнет угол $\Delta\psi = \psi_2 - \psi_1 < 0$, в любом варианте пропорциональный изменению частоты Δf .

Так будет распространяться свет внутри кристалла. Однако на границе кристалла лучи с одинаковыми лучевыми скоростями и различными фазовыми скоростями преломятся под разными углами. Это приведет к тому, что от поверхности кристалла падающий и дифрагированный свет будет распространяться уже под разными углами, т. е. появится некий начальный угол расхождения $\Delta\varphi_0$, относительно которого и будет «качаться» дифрагированный свет при изменении частоты звука.

С точки зрения распространения света описанная ситуация является частным случаем внешней конической рефракции, когда два луча — падающий и дифрагированный, имеющие различные поляризацию и фазовые скорости, — распространяются с одной лучевой скоростью в одном направлении — вдоль бирадиали кристалла.

Однако с точки зрения дифракции описанная ситуация чрезвычайно интересна. Действительно, дифракция является широкополосной, поскольку волновой вектор звука на средней частоте диапазона касателен к геометрическому месту концов волновых векторов дифрагированного света. Но это не все. Кроме того, дифракция является еще и широкоапертурной, поскольку для заданного волнового вектора звука (точнее, при незначительном изменении его направления) она не нарушается при заметном изменении направления падающего света. Это обстоятельство чрезвычайно существенно в ряде акустооптических приборов таких, как перестраиваемые оптические фильтры или приборы для визуализации изображений.

Если падающий свет поляризован перпендикулярно плоскости XZ , то концы волновых векторов \mathbf{k}_1 лежат на окружности, а концы волновых векторов дифрагированного света, поляризованного в плоскости XZ , — на эллипсе. Все замечания, сделанные ранее для падающего света, теперь должны относиться к дифрагированному. Никаких принципиальных различий между рассмотренной выше и данной ситуацией не линейно зависит от приращения частоты; в обратном случае, когда дифрагированный свет поляризован в плоскости XZ , а падающий — перпендикулярно ей, строго говоря, эта линейность отсутствует.

Представляет интерес найти «среднюю» частоту диапазона f_0 , угол α между бирадиалью и осью Z , равный углу между \mathbf{k}_3 и осью X , и угол $\Delta\varphi$ между волновыми векторами \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 . Для этого вновь обратимся к рис. 1. Уравнение общей касательной AB имеет вид

$$z = k_0 n_2 / \cos \alpha - x \operatorname{tg} \alpha. \quad (1)$$

Примем во внимание, что A_1 и A_2 лежат одновременно на прямой (1) и соответственно на окружности и эллипсе, а касательные к окружности в точке A_1 и к эллипсу в точке A_2 совпадают с прямой (1) и, следовательно, имеют этот же угол наклона α к оси X . Таким образом,

$$x_1 = k_0 n_2 \sin \alpha; \quad \frac{x_2^2}{(k_0 n_3)^2} + \frac{z_2^2}{(k_0 n_1)^2} = 1; \quad \frac{x_1}{z_1} = \frac{n_1^2 x_2}{n_3^2 z_2} = \operatorname{tg} \alpha. \quad (2)$$

Комбинируя (1) с выражениями (2), можно найти длину отрезка $A_1 A_2 = |k_3|$ и углы α и $\Delta\varphi$:

$$\operatorname{tg} \alpha = \sqrt{\frac{n_2^2 - n_1^2}{n_3^2 - n_2^2}}; \quad |k_3| = \frac{k_0 (n_3^2 - n_2^2)}{n_2} \operatorname{tg} \alpha; \quad \operatorname{tg} \Delta\varphi = \frac{n_3^2 - n_2^2}{n_2^2} \operatorname{tg} \alpha. \quad (3)$$

Искомая частота f_0 оказывается равной

$$f_0 = \frac{v_s}{\lambda_0} \frac{(n_3^2 - n_2^2)}{n_2} \operatorname{tg} \alpha, \quad (4)$$

где v_s — скорость звука. Оценим эти величины для какого-либо конкретного кристалла. В качестве примера возьмем бифталат цезия, обладающий неплохими акустооптическими параметрами: $n_x = 1,670$; $n_y = 1,650$; $n_z = 1,526$ ($\lambda_0 = 0,6325$ мкм); $v_s \sim 2,5 \cdot 10^3$ м/с*. Чтобы воспользоваться соотношениями (3) и (4), следует положить $n_1 = n_z$; $n_2 = n_y$; $n_3 = n_x$. Подставляя цифры, получим $\operatorname{tg} \alpha = 2,435$ ($\alpha = 67,7^\circ$); $\operatorname{tg} \Delta\varphi = 5,94 \cdot 10^{-2}$ ($\Delta\varphi = 3,4^\circ$); $f_0 \sim 400$ МГц. Угол между падающим и дифрагированным светом вне кристалла вследствие преломления на границе с воздухом несколько больше, чем $\Delta\varphi$, и может быть рассчитан для каждого конкретного кристалла и выбранной ориентации рабочего образца.

Распространение света в образце, вырезанном в виде параллелепипеда с ребром, параллельным бирадиали RR , показано на рис. 2.

Как известно [8], плоскость P , перпендикулярная к бирадиали, касается поверхности волновых векторов по окружности. На рис. 1 след этой плоскости — прямая AB , а диаметр упомянутой окружности — от-

* В выражении (4) фигурирует фазовая скорость сдвиговой звуковой волны с волновой нормалью, совпадающей по направлению с найденным волновым вектором \mathbf{k}_3 , т. е. для данного случая с волновой нормалью, лежащей в плоскости XZ и составляющей с осью X угол α . Для оценки было использовано ориентировочное значение.

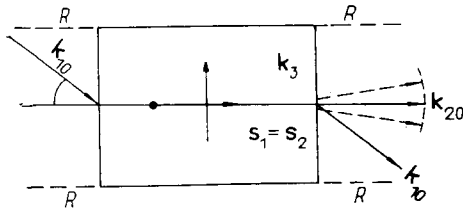


Рис. 2. Распространение падающего и дифрагированного света при широкополосно-широкоапертурной

дифракции. Следовательно, широкополосно-широкоапертурную дифракцию можно осуществить не в одной плоскости XZ , а во множестве плоскостей, проходящих через прямую OA_3 . При этом модуль волнового вектора звука остается постоянным, а его направление в пределах плоскости P может быть любым (лишь бы он проходил через точку A_3). (Отметим, что поскольку скорость звука зависит от направления k_3 , то средняя частота (4) также зависит от выбранного направления.)

В двуосных кристаллах, однако, можно предложить еще одну геометрию акустооптического взаимодействия, позволяющую осуществить сверхширокополосно-широкоапертурную дифракцию. Она может быть осуществлена в плоскости, не содержащей прямую OA_3 , но еще не выходящей за пределы конуса внешней конической рефракции (например, в плоскости DOY (или $D'OY$), см. штриховые линии на рис. 1). В каждом конкретном случае нужно выбрать такой угол наклона этой плоскости, чтобы сечение поверхности волновых векторов имело вид, схематически изображенный на рис. 3. Если задаться допустимой расходимостью звука γ , то можно подобрать наиболее оптимальную плоскость взаимодействия, когда полоса частот окажется максимальной, а устройство — сверхширокополосным.

Для иллюстрации укажем, что, например, для бифталата цезия при $\angle DOZ = 68,4^\circ$ и допустимой расходимости звука $\gamma = 5 \cdot 10^{-3}$ оптическая полоса остроты простирается примерно от 0 до 600 МГц.

3. Исследуем теперь отклонение света по другой координате. Его можно осуществить, реализовав повторную дифракцию в плоскости, перпендикулярной плоскости первичной дифракции. Для наглядности обратимся к рис. 4, где в аксонометрической проекции изображено сечение поверхности показателей преломления (волновых векторов) рассматриваемого двуосного кристалла координатными (и некоторыми вспомогательными) плоскостями.

Будем полагать, что первичная дифракция, как уже обсуждалось, происходит в плоскости XZ и соответствует произвольному случаю, изображенному на рис. 1 волновыми векторами $k_{1(2)}$, $k_{2(2)}$, $k_{3(2)}$, т. е. рассмотрим вначале случай, когда падающий свет поляризован в плоскости XZ и конец его волнового вектора лежит на эллипсе где-то в промежутке между осями OX и OC (см. рис. 1). Дифрагированный свет поляризован перпендикулярно плоскости XZ , и конец его волнового вектора лежит на окружности. (В дальнейшем индекс (2) опустим, но введем маркировку штрихами для обозначения величин, участвующих в первичной (') и повторной (") дифракциях.) Через волновой вектор дифрагировавшего света k_2' и ось Y проведем плоскость. Пусть на рис. 4

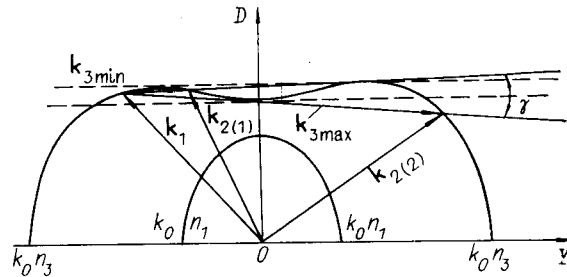


Рис. 3. Сечение поверхности волновых векторов света, распространяющегося вблизи оптической оси двуосного кристалла.

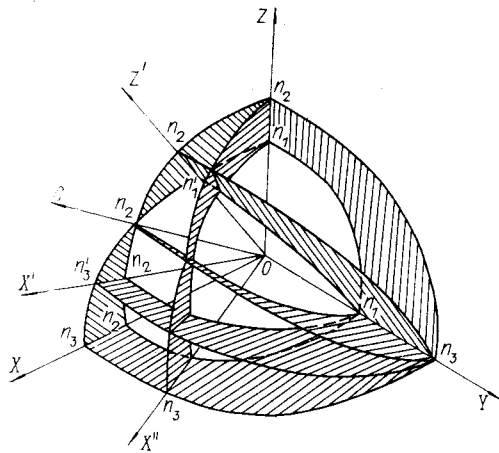


Рис. 4. Аксонометрическая проекция поверхности показателей преломления двуосного кристалла ($n_3 > n_2 > n_1$)

это будет плоскость $Z'Y$, в которой необходимо осуществить повторную дифракцию на звуке с волновым вектором k_3'' . На рис. 5, а (см. также рис. 4) показано сечение поверхностей волновых векторов данной плоскостью. На рис. 5, а видно, что широкополосную дифракцию в ней осуществить можно, выбрав соответствующее значение и направление волнового вектора звука k_3'' , кото-

рый должен быть касателен к внутренней кривой.

Следует, однако, заметить, что внутренняя кривая несколько изменяется при изменении волнового вектора звука k_3' (от величины k_3' зависит значение показателя преломления n_1' , штриховая кривая на рис. 5, а). Это обстоятельство в некоторой степени снижает широкополосность повторной дифракции. Поскольку значение показателя преломления n_1' лежит между n_1 и n_2 (см. рис. 4), то для уменьшения отмеченного эффекта целесообразно выбирать кристаллы с малой величиной разности ($n_2 - n_1$).

Рассмотрим теперь случай, когда падающий свет имеет поляризацию, перпендикулярную к плоскости XZ , а дифрагировавший свет — к плоскости XZ . Таким образом, при дифракции показатель преломления изменяется от величины n_2 для падающего света до величины n_3' — для дифрагированного (см. рис. 4). Дифракция по второй координате происходит в плоскости, перпендикулярной XZ . На рис. 4 это будет плоскость $X'Y$, проходящая через волновой вектор дифрагированного света k_2' и ось Y . Сечение поверхности волновых векторов света, распространяющегося в этой плоскости, приведено на рис. 5, б. Как видно из рисунка, в ней, действительно, возможна дифракция на звуке с волновым вектором k_3'' , касательным к внутренней кривой. Отметим, что показатель преломления n_3' зависит от величины волнового вектора звука k_3' . Поэтому внешняя кривая на рис. 5, б при изменении k_3' несколько деформируется (штриховые линии на рис. 5, б). Это, как и в предыдущем случае, несколько снижает широкополосность отклонения света по второй координате. Поскольку значение показателя преломления n_3' лежит между n_2 и n_3 , то для уменьшения данного эффекта

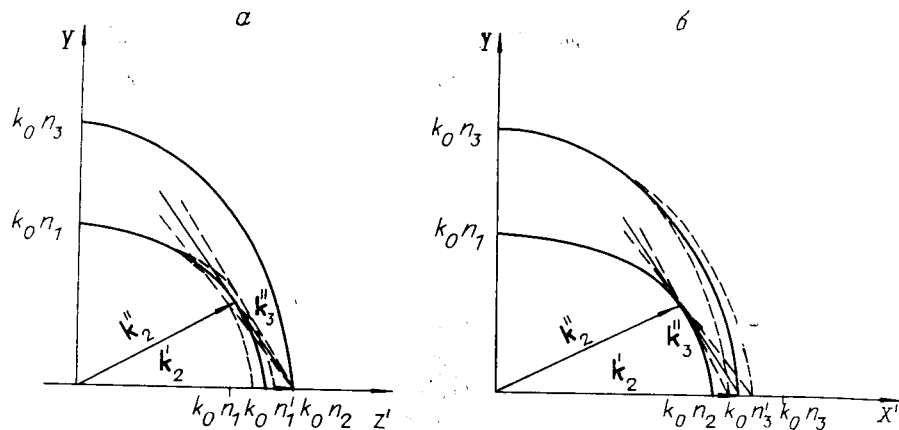


Рис. 5. Сечения поверхностей волновых векторов плоскостями $Z'Y$ (а) и $X'Y$ (б)

целесообразно выбирать кристаллы с малой величиной разности ($n_3 - n_2$).

Таким образом, проектируя устройство на конкретном кристалле, целесообразно выбирать геометрию акустооптического взаимодействия, исходя из конкретных значений разностей $\delta_1 = (n_2 - n_1)$ и $\delta_2 = (n_3 - n_2)$. Предпочтение следует оказать той, где участвует меньшая из этих разностей. Если же $\delta_1 \sim \delta_2$, то из общих соображений ясно, что предпочтительнее следует отдать первой из рассмотренных ситуаций.

Отметим также, что двухкоординатная широкополосная дифракция в двусосных кристаллах может быть осуществлена и при другом выборе плоскостей взаимодействия. Действительно, если обратиться к рис. 4, то видно, что сечение поверхностей волновых векторов, например, плоскостью $X''Z$ также удовлетворяет всем необходимым для этого требованиям.

4. В заключение несколько слов о коллинеарной дифракции, когда $\mathbf{k}_1 \parallel \mathbf{k}_2 \parallel \mathbf{k}_3$. Естественно, что случай, когда $\mathbf{k}_{1,2,3}$ направлены вдоль главных оптических осей индикатрисы, принципиально ничем не отличается от коллинеарной дифракции в одноосных кристаллах, с той только разницей, что модуль волнового вектора звука $|\mathbf{k}_3|$ в данном кристалле может принимать не одно, а три значения:

$$k_{3(1)} = k_0(n_3 - n_2); \quad k_{3(2)} = k_0(n_3 - n_1); \quad k_{3(3)} = k_0(n_2 - n_1).$$

При произвольной ориентации вектора \mathbf{k}_1 групповые скорости либо падающего, либо дифрагированного, либо и того и другого света не совпадают с направлениями их волновых векторов и соответствующие лучи будут расходиться внутри кристалла. На границе кристалл — воздух они преломятся тоже под разными углами. Кроме того, следует иметь в виду, что в этом случае направление групповой скорости звука также не совпадает с направлением волнового вектора \mathbf{k}_3 . Поэтому трудно добиться существенного перекрытия светового и звукового потоков, необходимого для эффективного акустооптического взаимодействия.

Тем не менее представляет интерес коллинеарная дифракция в плоскости XZ (или в любой другой плоскости, проходящей через оптическую ось) с волновыми векторами, лежащими вблизи оптической оси. В этой ситуации сама дифракция оказывается существенно узкополосной, а, изменяя направление волновых векторов $\mathbf{k}_{1,2,3}$, можно варьировать необходимую для акустооптического взаимодействия частоту звука (теоретически от нуля, когда свет распространяется вдоль оптической оси). Заметим, что в случае, когда волновой вектор падающего света близок (совпадает) по направлению к оптической оси, дифракция с изменением поляризации света может быть осуществлена при сколь угодно малой частоте звука и не в коллинеарной геометрии. При этом вследствие различия в направлениях лучевой скорости дифрагированного и недифрагированного лучей они будут расходиться внутри кристалла и подойдут к его поверхности в различных точках. Однако поскольку их фазовые скорости близки как по величине, так и по направлению (или даже совпадают, если $\mathbf{k}_{1,2,3} \parallel OC$), после преломления эти лучи будут распространяться почти коллинеарно. Данный случай с оптической точки зрения является частным случаем внутренней конической рефракции и может представить интерес в ряде специальных задач.

Авторы выражают благодарность д-ру физ.-мат. наук Д. В. Петрову за обсуждение работы и помощь в расчете на ЭВМ кривых рис. 3 для конкретных кристаллов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гуляев Ю. В., Проклов В. В., Шкердин Г. Н. Дифракция света на звуке в твердых телах // УФН.— 1978.— 124, вып. 1.
2. Балакшиев В. И., Парыгин В. Н., Чирков Л. Е. Физические основы акустооптики.— М.: Радио и связь, 1985.
3. Dixon R. W. Acoustic diffraction of light in anisotropic media // IEEE J. Quant. Electron.— 1967.— QE-3.— P. 85.

4. Богданов С. В., Петров Д. В., Яковкин И. Б. Дифракция света на ультразвуковой волне в среде с естественной оптической активностью // Оптика и спектроскопия.— 1976.— 40, вып. 3.
5. Харузи М. С., Фарнелл Ж. М. Дифракция света в несимметричном двуосном кристалле на сдвиговой звуковой волне // ТИИЭР.— 1970.— 58, № 2.
6. Писаревский Ю. В., Сильвестрова И. М. Рассеяние света на упругих волнах в оптически двуосных кристаллах // Кристаллография.— 1973.— 18, вып. 5.
7. Lee H. Acoustooptic light modulation with large bandwidth and angular aperture // IEEE Trans. on Ultrasonics Ferroel. and Freq. Control.— 1987.— UFFC-34.— P. 485.
8. Сивухин Д. В. Общий курс физики. Оптика.— М.: Наука, 1980.

Поступила в редакцию 24 июня 1988 г.

УДК 621.37 : 535.42 : 534.8

А. С. ЗАДОРИН, С. Н. ШАРАНГОВИЧ
(Томск)

ОСОБЕННОСТИ МОДУЛЯЦИИ СВЕТА ЗВУКОМ В ОПТИЧЕСКИ АКТИВНОЙ СРЕДЕ

Управление световыми потоками с помощью звуковых волн находит многочисленные практические приложения в оптических системах связи и обработки информации [1, 2]. Достаточно подробно явление акустооптического взаимодействия (АОВ) в поле модулированного звукового пучка рассмотрено и в теоретическом плане [3—5]. Однако выводы указанных работ применимы для анализа АОВ лишь в кристаллах с линейным двупреломлением света и в изотропных телах. Вместе с тем в элементной базе акустооптики важное место занимают вещества, обладающие оптической активностью (циркулярным двупреломлением) [6]. Специфика АОВ в данных средах обусловлена сравнительной малостью циркулярного двупреломления среды по отношению к величине линейного двупреломления анизотропных кристаллов. В таких условиях любая монохроматическая составляющая звукового пучка может эффективно взаимодействовать с двумя падающими и с двумя дифрагированными ортогонально поляризованными световыми пучками [7]. Следствием указанных особенностей является усложнение частотно-угловой и поляризационной структур дифракционного поля, определяющего модуляционные свойства процесса АОВ. В данной связи представляется естественной предпринятая в данной статье попытка изучения особенностей модуляции света звуком в гиротропной среде в приближении слабого АОВ и обобщения результатов цитированных выше работ.

Частотно-угловой спектр дифрагированного светового пучка. Рассмотрим следующую модель. В прозрачной оптически активной среде распространяется квазимонохроматический световой пучок $E_0(\mathbf{r}, t)$, освещающий плоский слой с нормалью Γ , диэлектрическая проницаемость ϵ которого возмущена модулированным звуковым пучком $U(\mathbf{r}, t)$. В брэгговском режиме АОВ на выходе возмущенного слоя, кроме прошедшего пучка E_0 , присутствует дифрагированный пучок E_1 , состоящий из двух пучков: $E_1^+(\mathbf{r}, t)$ и $E_1^-(\mathbf{r}, t)$, которые, как отмечалось ранее, имеют взаимно ортогональные циркулярные векторы поляризации e_{1+} и e_{1-} .

Задача состоит в определении амплитуды и поляризации в частотно-угловом спектре (ЧУС) дифрагированного светового пучка. Для ее решения представим взаимодействующие пучки соответствующими ЧУС и дважды применим к волновому уравнению преобразование Фурье по пространственным координатам на плоскости $\Gamma \cdot \mathbf{r} = \text{const}$, а затем по времени. В результате получим систему уравнений, связывающую между