

05:07:08

©1993 г.

К ВОПРОСУ ОПТИМИЗАЦИИ АКУСТООПТИЧЕСКОГО МОДУЛЯТОРА НА ОСНОВЕ TeO_2

В.М.Котов

Проведено строгое теоретическое рассмотрение акустооптической (АО) дифракции в кристалле парателлурита, в котором подавляются интенсивности высших дифракционных порядков. Использование более точного выражения для вида оптических индикатрис анизотропного кристалла, обладающего гиротропией, совместно с решением задачи дифракции при сильном АО взаимодействии позволило объяснить достаточно большой диапазон акустических частот, при которых возможно подавление. Эксперименты по дифракции, выполненные на частотах 48, 50 и 52 МГц, подтверждают теоретические выводы.

В [1] исследован акустооптический (АО) модулятор света на основе кристалла парателлурита, в котором интенсивности высших дифракционных порядков подавляются соответствующим выбором углового распределения акустической волны. Были сформулированы условия, при которых наиболее эффективно подавляются высшие дифракционные порядки, предложена методика расчета. Однако дальнейшие экспериментальные исследования показали, что существует довольно большой диапазон акустических частот, при которых возможно подавление (а не одна детерминированная частота 47.6 МГц, как определено в [1]). Кроме того, в [1] была применена не совсем корректная методика расчета, которая привела к большому расхождению теории и эксперимента (разница между частотами подавления, наблюдаемой в эксперименте и даваемой теорией, более 20%).

В данной работе проводится более строгое теоретическое рассмотрение, позволившее количественно объяснить подавление высших порядков дифракции в модуляторах на основе TeO_2 в широком диапазоне акустических частот, наблюдаемое в эксперименте.

Прежде всего будем использовать точное выражение для вида оптических индикатрис гироанизотропного кристалла (отметим, что в [1] использованы приближенные выражения для индикатрис, взятые из [2]). Кроме того, будем решать общую задачу дифракции при сильном АО взаимодействии (в [1] используется распределение дифрагированного поля в виде $E = \sin(B)/B$, которое справедливо, строго говоря, только при слабом АО взаимодействии [3]). Здесь $B = \pi d\gamma/\Lambda$ (d — апертура пре-

образователя, γ — угол от нормали преобразователя, Λ — длина волны звука).

Точное выражение для индикатрис одноосного гиротропного кристалла получается на основе решения дисперсионного уравнения, определяющего скорость и поляризацию электромагнитной волны, распространяющейся в таком кристалле (примером которого является TeO_2). Впервые выражения получены в [4] и имеют вид

$$1 = \frac{n_{z1}^2}{n_0^2} + \frac{n_{x1}^2}{2} \left(\frac{1}{n_0^2} + \frac{1}{n_e^2} \right) - \frac{1}{2} \sqrt{n_{x1}^4 \left(\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n_e^2} \right)^2 + 4G_{33}^2 n_{z1}^4};$$

$$1 = \frac{n_{z2}^2}{n_0^2} + \frac{n_{x2}^2}{2} \left(\frac{1}{n_0^2} + \frac{1}{n_e^2} \right) + \frac{1}{2} \sqrt{n_{x2}^4 \left(\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n_e^2} \right)^2 + 4G_{33}^2 n_{z2}^4}, \quad (1)$$

где первое уравнение описывает показатель преломления “обыкновенного” луча, второе — “необыкновенного” (строго говоря, в данном случае оба луча “необыкновенные”, и только в отсутствие гиротропии ($G_{33} = 0$) наши определения совпадают с общепринятыми. Здесь терминами “обыкновенный” и “необыкновенный” мы лишь вводим различие между лучами). Показатель преломления “обыкновенного” луча n_1 равен $n_1 = \sqrt{n_{x1}^2 + n_{z1}^2}$, а “необыкновенного” n_2 : $n_2 = \sqrt{n_{x2}^2 + n_{z2}^2}$, n_{x1} и n_{z1} связаны между собой первым уравнением системы (1), а n_{x2} и n_{z2} — вторым. Кроме того, в системе (1) n_0 и n_e — показатели преломления обыкновенного и необыкновенного лучей в отсутствие гиротропии, распространяющиеся ортогонально оптической оси OZ кристалла; n_{z1} , n_{x1} и n_{z2} , n_{x2} — проекции n_1 и n_2 на ось OZ и на ось, ортогональную OZ , соответственно; G_{33} — компонента псевдотензора гирации [5], равная $G_{33} = \beta \lambda_0 (\pi \cdot n_0^3)^{-1}$, где β — удельное оптическое вращение кристалла ([рад/см]) на длине волны света λ_0 . Отметим, что (1) справедливо для оптического излучения, распространяющегося вблизи оптической оси кристалла, когда можно пренебречь компонентой псевдотензора гирации G_{11} , что и будет предполагаться в дальнейшем.

На рис. 1 приведена векторная диаграмма АО взаимодействия в TeO_2 при распространении света вблизи оптической оси OZ . Исходное оптическое излучение с волновым вектором \mathbf{k}_0 дифрагирует на акустической волне \mathbf{K} в направлении \mathbf{k}_1 . При этом часть излучения дифрагирует во

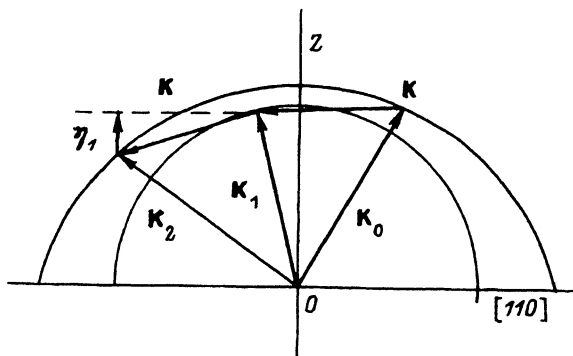


Рис. 1. Векторная диаграмма акустооптического взаимодействия в TeO_2 с подавлением второго порядка дифракции.

второй порядок дифракции k_2 . Будем считать, что строгий брэгговский синхронизм выполняется только при дифракции k_0 в k_1 . Рассинхронизм при дифракции k_1 в k_2 учитывается вектором расстройки η_1 .

Будем решать задачу в приближении плоских оптических и акустических волн. Этот подход в нашем случае справедлив, так как мы рассматриваем условие максимальной "перекачки" расходящейся оптической волны в I порядок и минимальной во II, не исследуя при этом углового распределения дифрагированного поля. Как показывает эксперимент [1], максимум интегрального оптического излучения I порядка достигается при максимальной величине центральной компоненты этого излучения. При этом векторные диаграммы на рис. 1 описывают взаимодействие центральных компонент падающего и дифрагированных лучей.

Тогда процесс дифракции, приведенный на рис. 1, описывается следующей системой уравнений [6]

$$\begin{aligned} \frac{dc_0}{dz} &= -\frac{q}{2}c_1; \\ \frac{dc_1}{dz} &= \frac{q}{2}(c_0 - c_2e^{-i\eta_1 z}); \\ \frac{dc_2}{dz} &= \frac{q}{2}c_1e^{i\eta_1 z}, \end{aligned} \quad (2)$$

где c_0, c_1, c_2 — амплитуды оптических лучей излучений k_0, k_1 и k_2 соответственно; η_1 — компонента вектора расстройки в направлении OZ ; q — параметр, зависящий от амплитуды ультразвука; z — координата, вдоль которой распространяется свет.

Решая (2) стандартным методом (см., например, [7]), ведем поиск неизвестных функций c_0, c_1 и c_2 в виде пробных решений $c_m = a_m e^{i\alpha_m z}$, где a_m и α_m — искомые функции, получим характеристическое уравнение относительно α_m , которое приводит к необходимости решать кубическое уравнение

$$\alpha^3 + \alpha^2 \cdot \eta_1 - \frac{q^2}{2}\alpha - \frac{q^2}{4}\eta_1 = 0, \quad (3)$$

решение которого на основании [8] дается выражениями

$$\alpha_1 = A + B - \frac{\eta_1}{3}; \quad \alpha_{2,3} = -\frac{A+B}{2} \pm i\frac{A-B}{2}\sqrt{3} - \frac{\eta_1}{3}, \quad (4)$$

где

$$A = \sqrt[3]{-\frac{R}{2} + \sqrt{Q}}; \quad B = \sqrt[3]{-\frac{R}{2} - \sqrt{Q}};$$

$$Q = \left(\frac{P}{3}\right)^3 + \left(\frac{R}{2}\right)^2; \quad P = \frac{\eta_1^2}{3} - \frac{q^2}{2}; \quad R = 2\left(\frac{\eta_1}{3}\right)^3 + \frac{\eta_1 q^2}{6} - \frac{q^2}{4}. \quad (5)$$

При граничных условиях $z = 0$; $c_0 = 1$; $c_1 = c_2 = 0$ коэффициенты a_m равны

$$a_1 = \alpha_2 \cdot \alpha_3 (\alpha_2 - \alpha_3) \cdot [\Delta \cdot (\alpha_2 + \eta_1)(\alpha_3 + \eta_1)]^{-1};$$

$$a_2 = \alpha_1 \cdot \alpha_3 (\alpha_3 - \alpha_1) \cdot [\Delta \cdot (\alpha_1 + \eta_1)(\alpha_3 + \eta_1)]^{-1};$$

$$a_3 = \alpha_1 \cdot \alpha_2 (\alpha_1 - \alpha_2) \cdot [\Delta \cdot (\alpha_2 + \eta_1)(\alpha_1 + \eta_1)]^{-1}, \quad (6)$$

где

$$\Delta = \frac{\alpha_2 \alpha_3 (\alpha_2 - \alpha_3)}{(\alpha_3 + \eta_1)(\alpha_2 + \eta_1)} - \frac{\alpha_1 \alpha_3 (\alpha_1 - \alpha_3)}{(\alpha_3 + \eta_1)(\alpha_1 + \eta_1)} + \frac{\alpha_1 \alpha_2 (\alpha_1 - \alpha_2)}{(\alpha_2 + \eta_1)(\alpha_1 + \eta_1)}. \quad (7)$$

И окончательное решение для искомых амплитуд будет

$$\begin{aligned} c_0 &= a_1 e^{i\alpha_1 z} + a_2 e^{i\alpha_2 z} + a_3 e^{i\alpha_3 z}; \\ c_1 &= -\frac{2i}{q} (a_1 a_1 e^{i\alpha_1 z} + a_2 a_2 e^{i\alpha_2 z} + a_3 a_3 e^{i\alpha_3 z}); \\ c_2 &= -e^{-i\eta_1 z} \left(\frac{\alpha_1 a_1}{\alpha_1 + \eta_1} e^{i\alpha_1 z} + \frac{\alpha_2 a_2}{\alpha_2 + \eta_1} e^{i\alpha_2 z} + \frac{\alpha_3 a_3}{\alpha_3 + \eta_1} e^{i\alpha_3 z} \right). \end{aligned} \quad (8)$$

Все дальнейшие расчеты делались с помощью ЭВМ при следующих параметрах эксперимента: $\lambda_0 = 0.63 \cdot 10^{-4}$ см, $n_0 = 2.26$; $n_e = 2.41$, $\beta = 14.5$ рад/см, $v = 0.617 \cdot 10^5$ см/с, где v — скорость звуковой волны в TeO_2 . Считаем, что дифракция происходит на медленной звуковой волне, распространяющейся вдоль оси [110] кристалла с направлением сдвига вдоль [110]. Процедура расчета была следующей: вначале задавалась частота звука f , затем находился волновой вектор звука \mathbf{K} и по виду индикатрис (система уравнений (1)) находились численным методом величины волновых векторов \mathbf{k}_0 , \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 (рис. 1), а также углы между ними и осью OZ . Затем определялся вектор расстройки $\boldsymbol{\eta}_1$ и его величина η_1 . Отметим, что в [6] в общих чертах рассматривалась подобная дифракция, однако наш расчет связывается с конкретной моделью оптических индикатрис гироанізотропного кристалла (1) и дает конкретные значения величин, что позволяет непосредственно сравнивать их с экспериментом.

На рис. 2 показаны зависимости интенсивностей I порядка дифракции I_1 от частоты акустической волны f для разных длин АО взаимодействия z_0 : кривые 1–5 соответствуют z_0 , равным соответственно 0.05, 0.11, 0.12, 0.15 и 0.2 см.

На рис. 3 приведены аналогичные зависимости относительной интенсивности I_2 второго порядка дифракции от частоты звука f для тех же z_0 . Нумерация кривых соответствует нумерации рис. 2. Из рис. 2, 3 видно, что для увеличения эффективности дифракции в первый порядок желательно увеличение как частоты звука, так и длины взаимодействия z_0 . Отметим, что на рис. 3 кривые соответствуют тем значениям I_2 , при которых I_1 достигает своего максимума. Максимальные значения I_2 достигаются при других параметрах $q \cdot z$.

На рис. 4 приведены эволюции относительных интенсивностей дифракции I порядка (сплошные кривые) и Π порядка (штриховые) от параметра $q \cdot z$ при частоте звуковой волны $f = 47.9$ МГц. Кривые a , b , c соответствуют длинам взаимодействия z_0 , равным 0.1, 0.12 и 0.15 см соответственно. Видно, что максимумы I и Π порядков дифракции достигаются при разных qz . Кроме того, максимумы этих кривых смещаются по мере изменения z_0 .

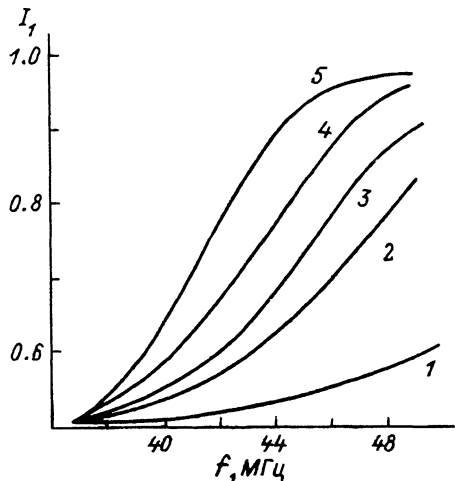


Рис. 2. Зависимость относительной интенсивности I порядка дифракции I_1 от частоты звука f .

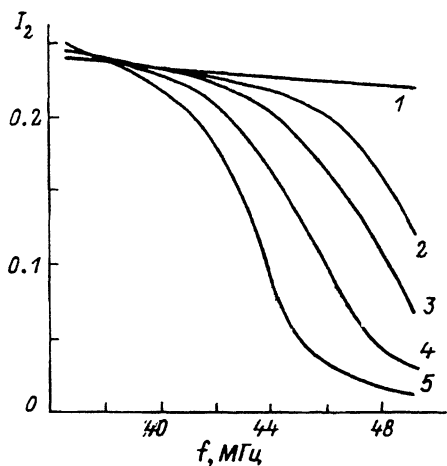


Рис. 3. Зависимость относительной интенсивности II порядка дифракции I_2 от частоты звука f .

Из рис. 2 и 3 видно, что при увеличении z_0 “перекачкой” во второй порядок дифракции можно пренебречь, т.е. при этом параметры модулятора улучшаются. Однако при этом затрачивается большая акустическая мощность (рис. 4) и, кроме того, уменьшается расходимость звука, что уменьшает эффективность дифракции расходящейся световой волны. Если принять в соответствии с [3], что для высокоэффективной дифракции расходимость звуковой волны должна в ~ 5 раз превышать расходимость света, а для хорошей угловой “развязки” прошедшего и дифрагированного лучей расходимость света должна быть в ~ 10 раз меньше угла дифракции, то при параметрах дифракции, используемых выше для расчетов, должно выполняться условие $z_0 \lesssim 0.1$ см. Из рис. 2 и 3 следует, что максимальная “перекачка” центральной компоненты в I порядок осуществляется при $z_0 \gtrsim 0.1$ см. Отсюда следует вывод, что оптимальной длиной взаимодействия z_0 для АО модулятора на TeO_2 на длине волны $\lambda_0 = 0.63$ мкм является значение $z_0 = 0.1$ см.

Из рис. 2 и 3 так же следует, что “перекачкой” во второй порядок можно пренебречь и при увеличении частоты звука. На рис. 5 приведены эволюции относительных интенсивностей I (сплошные кривые) и II (штриховые) от параметра $q \cdot z$ при $z_0 = 0.1$ см для частот звука 38, 46 и 52 МГц (кривые a, b, c соответственно). Здесь также по мере роста частоты звука параметры АО дефлектора улучшаются, но при этом также необходимо большая акустическая мощность.

Отметим, что при излагаемом подходе правильнее говорить не о “подавлении” высших порядков, а о создании условий, при которых высшие порядки не успевают развиваться.

Для проверки полученных закономерностей был выполнен эксперимент на кристалле парателлурита по методике, полностью аналогичной [1]. Поперечная акустическая волна, генерируемая пьезопреобразователем из LiNbO_3 , распространялась вдоль направления [110] с направлением сдвига вдоль [110]. Исследовалась дифракция расходящегося опти-

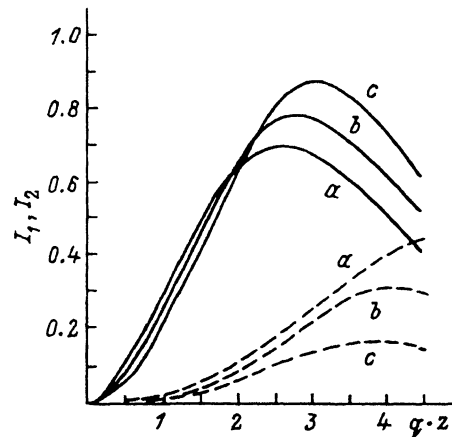


Рис. 4. Зависимости I_1 и I_2 от qz при фиксированной частоте звука.

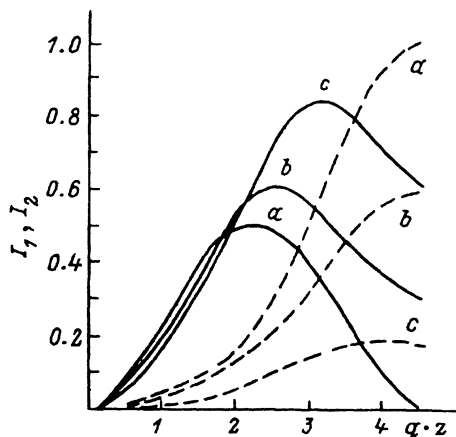


Рис. 5. Зависимости I_1 и I_2 от qz при фиксированной длине АО взаимодействия.

ческого излучения He-Ne лазера ($\lambda_0 = 0.63$ мкм) с расходимостью (на воздухе) $\Delta\varphi = 20'$ на трех различных частотах звука: 48, 50 и 52 МГц (апертура звуковой волны 0.1 см). При тщательной угловой юстировке и подстройке электрической мощности удавалось без труда получить эффективность дифракции во всех случаях не менее 80%. По мере роста частоты звука необходимо было все время увеличивать мощность акустической волны. Отметим, что в [1] измерения проводились при постоянной электрической мощности на входе АО модулятора (~ 0.4 Вт), что, по-видимому, и привело к неверному выводу о единственности акустической частоты подавления АО дифракции.

По результатам работы можно сделать следующие выводы. АО модулятор на базе TeO_2 можно реализовать в широком диапазоне акустических волн (не менее чем 46–52 МГц). При этом расходимость звука должна в 3–5 раз превосходить расходимость света (в среде). Максимальная эффективность (не менее 80%) реализуется при тщательной угловой юстировке и подстройке акустической мощности. С ростом параметра расстройки (т.е. с ростом частоты звука) характеристики АО модулятора улучшаются, однако при этом затрачивается больше акустической мощности.

Эти выводы несомненно будут полезны при конструировании высокоэффективных АО модуляторов на TeO_2 .

Список литературы

- [1] Антонов С.Н., Котов В.М., Таешников А.Б. // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 1. С. 158–163.
- [2] Warner A.W., White D.L., Bonner W.A. // J. Appl. Phys. 1972. Vol. 43. P. 4489–4495.
- [3] Магдич Л.Н., Молчанов В.Я. Акустооптические устройства и их применение. М.: Сов. радио, 1978. 112 с.
- [4] Котов В.М. // Тез. докл. науч. семинара "Датчики-92". Каунас, 1992. С. 14.
- [5] Сыротин Ю.И., Шаскольская М.П. Основы кристаллофизики. М.: Наука, 1979. 640 с.

- [6] Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985. 280 с.
- [7] Пискунов Н.С. Дифференциальное и интегральное исчисления. Т. 2. М.: Наука, 1970. 576 с.
- [8] Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. М.: Наука, 1974. 832 с.

Институт радиотехники и электроники
Фрязинская часть

Поступило в Редакцию
16 февраля 1993 г.
