

08
© 1992 г.ОПТИМИЗАЦИЯ АКУСТООПТИЧЕСКОГО МОДУЛЯТОРА НА
КРИСТАЛЛЕ ПАРАТЕЛЛУРИТА

С. Н. Антонов, В. М. Котов, А. Б. Таешников

Разрабатывается акустооптический модулятор света на основе кристалла парателлурифта; в котором интенсивности высших дифракционных порядков подавляются соответствующим выбором углового распределения акустической волны, и экспериментально исследуются его основные характеристики. Идея состоит в совмещении направлений высших порядков дифракции с "нулями" углового распределения звуковой волны и подавлении интенсивности этих порядков. Теоретически найдены условия такого подавления с учетом анизотропного характера дифракции света в парателлурифте. Рассчитаны основные характеристики модулятора, найдена связь между предельным быстродействием и максимальной эффективностью. Экспериментально установлено, что в изготовленном модуляторе интенсивность высших порядков не превышает 3%, чем обеспечивается эффективность дифракции порядка 80% при быстродействии не хуже 100 нс и управляющей мощности 0.4 Вт.

Основными характеристиками акустооптического (АО) брэгговского модулятора (АОМ) являются предельное быстродействие τ — время пробега акустической волны через апертуру светового пучка и эффективность дифракции [1], уменьшение τ связано с уменьшением апертуры преобразователя, что приводит к появлению высших порядков дифракции и, следовательно, к снижению интенсивности основного дифракционного максимума.

Целью работы являются а) поиск режима АО взаимодействия, при котором интенсивности высших дифракционных порядков подавлялись бы соответствующим выбором углового распределения акустической волны; б) разработка на этой основе быстродействующего эффективного АОМ.

Идея работы состоит в совмещении направлений высших порядков дифракции с "нулями" углового распределения звуковой волны и подавлении интенсивности этих порядков. Будем рассматривать дифракцию света в монокристалле TeO_2 , когда свет распространяется вблизи оптической оси, а сдвиговая акустическая волна с деформациями вдоль оси [110] распространяется вдоль [110]. Заметим, что особенностью TeO_2 является большая величина оптической анизотропии и гиротропии, а наиболее оптимальным для целей создания АОМ является режим так называемой анизотропной дифракции [1, 2]. Известно, что в АОМ необходимо максимально выполнить условия

$$\Theta_0 = 0; \quad df/d\Theta_0 = 0, \quad (1)$$

где Θ_0 — брэгговский угол, f — частота звуковой волны [2].

При строгом выполнении (1) в TeO_2 реализуется двухфононная дифракция — существенная "перекачка" света во второй дифракционный максимум (для длины волны света $\lambda = 0.63$ мкм это реализуется при $f_0 = 36$ МГц, для этой длины волны будем вести расчет ниже), следовательно, частота АОМ должна несколько отличаться от значения f_0 .

На рис. 1, а приведена векторная диаграмма АО взаимодействия в TeO_2 при распространении света вблизи оптической оси (здесь q — волновой вектор звука, параллельный оси [110]; волновые вектора звука имеют ту же величину по всем направлениям). Возможны две ситуации: а) состояние поляризации падающего оптического излучения соответствует "необыкновенному" лучу l , и

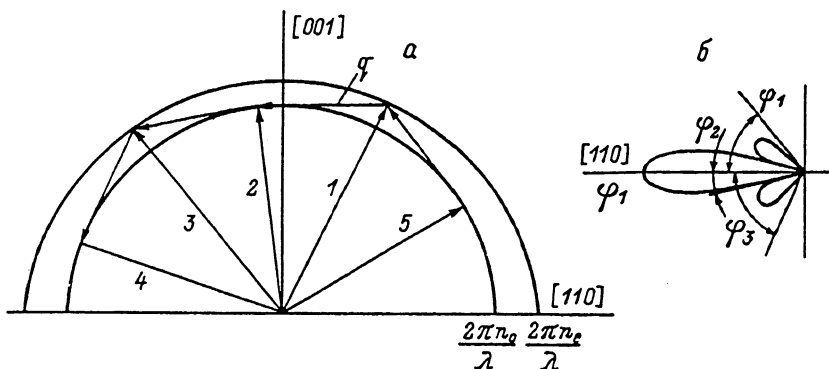


Рис. 1. Векторная диаграмма АО взаимодействия в условиях подавления высших порядков дифракции.

тогда направления ближайших дифракционных максимумов показаны как 2—5, являющиеся +I, +II, +III, -I порядками дифракции соответственно; б) падающее излучение — “обыкновенный” луч 2, тогда дифракция происходит в направлениях 1, 5, 3 и 4, т. е. соответственно в +I, +II, -I и -II порядки. Отметим, что в кристалле TeO_2 при распространении света вблизи оптической оси собственные волны эллиптически поляризованы и “обыкновенной” будем называть волну, в которой большая полуось эллипса поляризации ортогональна главной плоскости кристалла, а “необыкновенной” — лежащей в этой плоскости. Нас будут интересовать направления векторов звука, удовлетворяющих условиям синхронизма для соседних порядков дифракции

$$K_{i \pm 1} = K_i \pm q, \quad (2)$$

где $K_{i \pm 1}$ и K_i — волновые вектора ($i \pm 1$)-го и i -го порядков дифракции.

Отметим, что интенсивность i -го порядка определяется только интенсивностями двух соседних: ($i + 1$) и ($i - 1$) [1].

Будем искать решение для ситуации, показанной на рис. 1, б. Здесь углы $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ и φ_{-1} есть направления для акустических векторов (направления синхронизма), отсчитанные от оси [110], при которых выполняется условие (2) для +I, +II, +III и -I порядков дифракции соответственно (падающий луч “необыкновенный”). Здесь же показана диаграмма направленности излучателя звука, и для решения задачи необходимо, чтобы направления синхронизма совпадали с направлениями минимумов углового распределения звука.

Конкретные значения φ будем искать в приближениях, использованных в [3, 4], по следующему виду индикатрис

$$n_1^2 \left[\frac{\cos^2 \Theta_1}{n_0^2 (1 - \sigma)^2} + \frac{\sin^2 \Theta_1}{n_0^2 (1 + \sigma)^2} \right] = 1, \\ n_2^2 \left[\frac{\cos^2 \Theta_2}{n_0^2 (1 + \sigma)^2} + \frac{\sin^2 \Theta_2}{n_\theta^2} \right] = 1, \quad (3)$$

где Θ_1 и $\Theta_2 \rightarrow$ углы между оптической осью и направлениями распространения оптического излучения “обыкновенной” и “необыкновенной” волн соответственно; n_0 и n_θ — главные показатели преломления; n_1 и n_2 — показатели преломления “обыкновенного” и “необыкновенного” лучей соответственно; σ — параметр гиротропии $\sigma = \rho \lambda_0 / 2\pi n_0$, ρ — удельное оптическое вращение кристалла на длине волны света λ_0 .

Известно, что угловое распределение акустического поля, излучаемого прямоугольным пьезопреобразователем, описывается как

$$E = \sin(B)/B, \quad (4)$$

где $B = \pi d \gamma / \Lambda$, Λ — длина волны звука $\Lambda = v/f$, v — скорость звука, γ — угол от нормали преобразователя, d — апертура преобразователя в дифракционной плоскости, $E = 0$ достигается при γ_{\min} , равном

$$\gamma_{\min} = n\Lambda/d, \quad (5)$$

где n — целое число.

На рис. 2 показаны зависимости φ_2 , φ_3 и φ_{-1} (кривые 1—3 соответственно) от частоты звука для длины волны света $\lambda_0 = 0.63$ мкм (параметры TeO_2 из [5]). Видно, что наиболее близко к углу основного синхронизма ($\varphi_1 = 0$) расположены

углы синхронизма +II порядка дифракции (кривая 1). Для остальных высших порядков дифракции величины φ значительно больше $\varphi \geq 1.5^\circ$ при $f > 35$ МГц) и их влияние учитываться не будет. На рис. 2 приведены также разно-

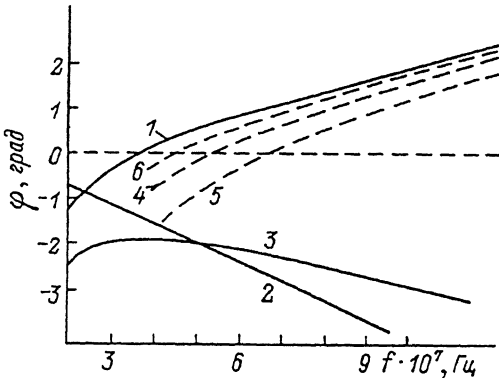


Рис. 2. Частотная зависимость направления акустических векторов, обеспечивающих синхронизм для высших порядков дифракции (1—3), и частотная зависимость разности $\varphi_2 - \gamma_{\min}$ для различных d (4—6).

сти между направлениями +II порядка и первым минимумом интенсивности звука ($\varphi_2 - \gamma_{\min}$ при $n = 1$) для различных d : $d = 1$ (условия эксперимента) (кривая 4), 0.5 (кривая 5) и 2 мм (кривая 6). Видно, что искомое условие $\varphi_2 - \gamma_{\min} = 0$ выполняются для частот 55, 70 и 47 МГц, т. е. интенсивность +II порядка дифракции будет минимальна. Когда падающее излучение — “обыкновенная” волна, то необходимо подавлять -I порядок дифракции, ход зависимости которого описывается кривой 1 на рис. 2 (совпадает с ходом +I порядка первого случая). Поэтому подавление этого порядка происходит при тех же условиях, что и в первом случае.

АОМ использует оптическое излучение, имеющее значительную величину расходимости, и, следовательно, полное подавление побочных порядков невозможно. Рассчитаем интенсивности основного и побочных порядков с учетом конечной расходимости света при условии, что направления -I и +II порядков совпадают с минимумами углового распределения звука. Результаты численного расчета интенсивностей +I, +II и -I порядков дифракции от отношения расходимостей света и звука $a = \Delta \beta_{\text{св}} / \Delta \beta_{\text{зв}}$, выполненные на основе методики [6], приведены на рис. 3. Кривая 1 — относительная интенсивность +I порядка дифракции в чисто брэгговском режиме (высшие порядки отсутствуют). Здесь, как и выше, отдельно рассмотрим ситуации для “обыкновенного” и “необыкновенного” падающих лучей. Для “обыкновенного” луча существенным является -I порядок, его интенсивность есть кривая 2, при этом реальная интенсивность основного дифракционного максимума уменьшится — (кривая 3). Для “необыкновенного” входного луча кривая 4 — интенсивность +II порядка и кривая 5 — интенсивность основного максимума. Видно, что при $a \leq 1$ различие кривых 3 и 5 мал. При $a > 1$ максимальная эффективность АОМ зависит от поляризации падающего луча и целесообразно использовать режим АО дифракции с падающей “обыкновенной” волной. Физическое объяснение этого состоит в том, что при “обыкновенной” падающей волне основной и -I порядки формируются из нулевого

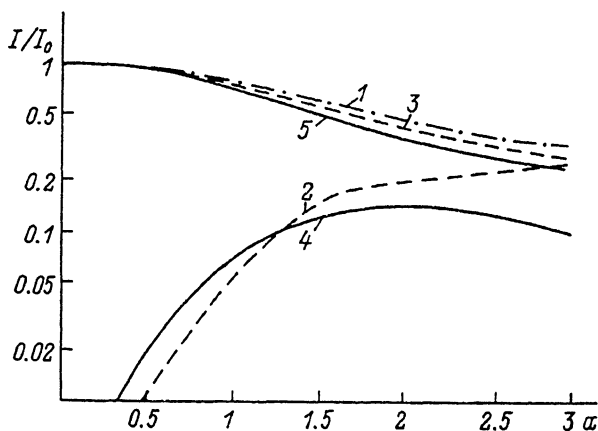


Рис. 3. Зависимость относительных интенсивностей порядков дифракции от соотношения расходимостей света и звука.

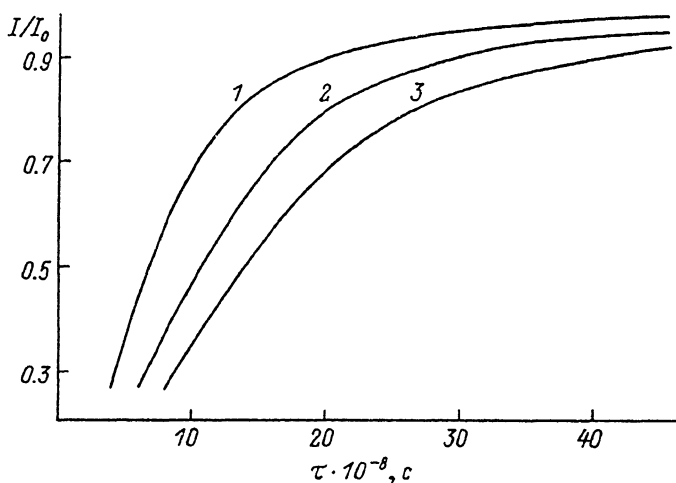


Рис. 4. Предельно достижимая эффективность дифракции первого порядка как функция максимального быстродействия АОМ.

порядка и не зависят друг от друга, при “необыкновенной” волне — +II порядок формируется из первого, что уменьшает его интенсивность.

Используя параметр a , запишем для связи предельно достижимой эффективности дифракции АОМ и максимального быстродействия τ

$$\tau = \omega \Delta\beta_{\text{св}} fd / (av^2), \quad (6)$$

где ω и $\Delta\beta_{\text{св}}$ — апертура и угловая расходимость света внутри кристалла.

Рис. 4 представляет зависимость предельной интенсивности первого порядка дифракции от максимального быстродействия АОМ в TeO_2 при следующих значениях d : 1, 1.5 и 2 мм (кривые 1, 2 и 3 соответственно) при $f = 47$ МГц. Видно, что для TeO_2 предельно достижимая величина быстродействия соответствует области 100—200 нс.

На основе TeO_2 (размеры: $7 \times 7 \times 12$ мм вдоль осей $[001]$, $[110]$ и $[\bar{1}\bar{1}0]$ соответственно) был изготовлен АОМ с преобразователем из LiNbO_3 с центральной

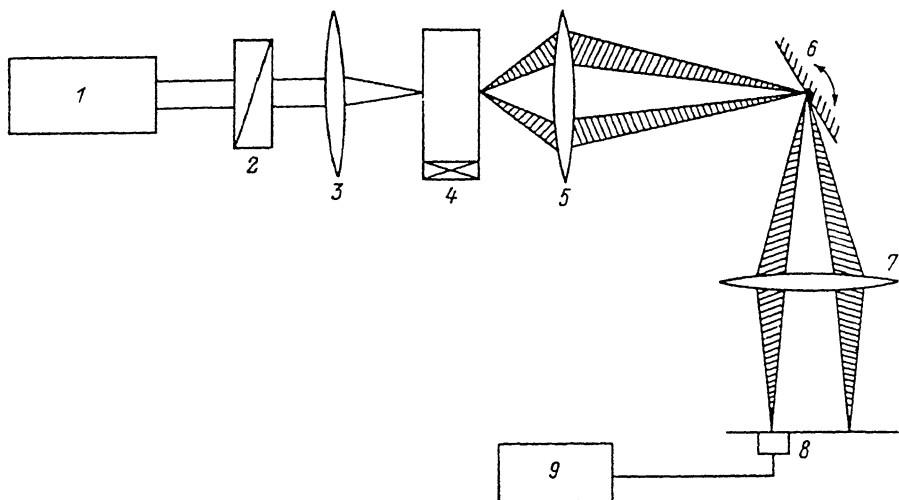


Рис.5. Блок-схема экспериментальной установки.

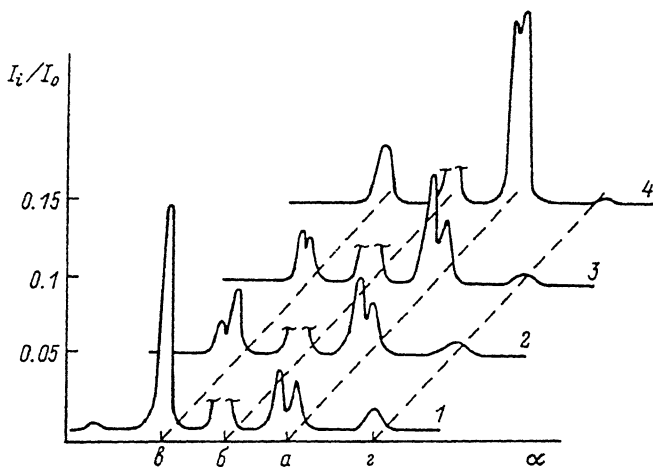


Рис.6. Экспериментальная зависимость эволюции формирования дифракционных максимумов от частоты звука.

частотой 48 МГц (полоса 10 МГц) и $d = 1$ мм.

Схема экспериментальной установки показана на рис. 5. Линейно поляризованное излучение ($\lambda = 0.63$ мкм), генерируемое He-Ne лазером 1, становится циркулярно поляризованным, пройдя пластину 2 ($\lambda/4$); линза 3 фокусирует свет на АОМ 4 ($\omega/2 = 0.63$ мкм). Луч на выходе АОМ фокусируется линзой 5 на вращающееся зеркало 6, которым сканируется изображение, сформированное линзой 7; в фокальной плоскости линзы 7 установлен фотоприемник 8. Эта система обеспечивает "временную развертку" дифракционных порядков на экране осциллографа 9 (развертка осциллографа синхронизируется механизмом вращения зеркала).

Рис. 6 представляет эволюцию формирования дифракционных максимумов, полученную обработкой сигналов, снятых с экрана осциллографа. Здесь ось X — относительная величина углов дифракции α ; дифракционные максимумы обоз-

начены так: a — “0”-порядок дифракции, b_{-2} — +I, +II и -I порядки соответственно. Зависимости 1—4 измерены для частот 46.4, 47.6, 48.0 и 48.8 МГц соответственно. Ось Y — относительная интенсивность дифрагированного излучения (основной порядок дифракции показан не полностью). Измерения проводились при постоянной электрической мощности на входе АОМ (0.4 Вт), и на каждой частоте подстраивался брэгговский угол АОМ по максимуму интенсивности дифракции +I порядка. Результаты измерения для “обыкновенной” падающей волны аналогичны приведенным, с заменой +II порядка на -I. Из рис. 6 хорошо видно существование частоты звука (47.6 МГц), на которой значительно подавляются высшие порядки дифракции, а некоторое отличие от данных расчета (55 МГц), по-видимому, связано с разориентацией грани кристалла с направлением [110]. Небольшая отстройка от условия оптимального подавления высших порядков существенно увеличивает их интенсивность. Так, при величине этой отстройки ~ 1% интенсивность высших порядков с 3% возрастает до 15%, что, естественно, значительно уменьшает эффективность дифракции в основной максимум.

Измерения показали, что разработанный АОМ обеспечивает быстроедействие не хуже 100 нс и эффективность дифракции порядка 80% при управляющей мощности 0.4 Вт, что хорошо согласуется с расчетом.

Список литературы

- [1] Балакиш В. И., Парыгин В. Н., Чирков Л. Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985. 280 с.
- [2] Балакиш В. И. // Изв. АН СССР. 1981. Т. 45. № 3. С. 636—639.
- [3] Warner A. W., White D. L., Bonner W. A. // J. Appl. Phys. 1972. Vol. 43. N 11. P. 4489.
- [4] Антонов С. Н., Гуляев Ю. В., Котов В. М., Поручиков П. В. // РЭ. 1987. Т. 33. № 3. С. 623—628.
- [5] Акустические кристаллы / Под ред. М. П. Шаскольской. М.: Наука, 1982. 632 с.
- [6] Магдич Л. Н., Молчанов В. Я. Акустооптические устройства и их применение. М.: Сов. радио, 1978. 112 с.

Институт радиотехники и электроники
Фрязинская часть

Поступило в Редакцию
5 февраля 1991 г.