

ЛИТЕРАТУРА

1. Smith P. W. On the physical limits of digital optical switching and logic elements.— The Bell Syst. Techn. J., 1982, v. 61, N 8, p. 1975—1993.
2. Грасюк А. З. Комбинационные лазеры.— Квант. электроника, 1974, т. 1, № 3, с. 485—509.
3. Старунов В. С., Фабелинский И. Л. Вынужденное рассеяние Манделъштата — Бриллюэна и вынужденное энтропийное (температурное) рассеяние света.— УФН, 1969, т. 98, № 3, с. 441—491.
4. Kogelnik H. Limits in integrated optics.— Proc. IEEE, 1984, v. 69, p. 232—238.
5. Stolen R. H., Ippen E. P. Raman gain in glass optical waveguides.— Appl. Phys. Lett., 1973, v. 22, N 6, p. 276—278.
6. Ярив А. Квантовая электроника.— М.: Сов. радио, 1980.
7. Ippen E. P., Stolen R. H. Stimulated Brillouin scattering in optical fibers.— Appl. Phys. Lett., 1972, v. 21, N 11, p. 539—544.
8. Кузин Е. А. Пороговые значения мощности накачки при вынужденном комбинационном рассеянии света в оптическом волокне.— Письма в ЖТФ, 1981, т. 7, № 7, с. 410—413.
9. Lin Chinlon, Stolen R. H., Cohen L. G. A tunable 1.4 μm fiber Raman oscillator.— Appl. Phys. Lett., 1977, v. 31, N 2, p. 97—99.
10. Сборник физических констант/Под ред. А. Г. Дорфмана и С. Э. Фриша.— М., 1937.
11. Smith R. G. Optical power handling capacity of low loss optical fibers as determined by stimulated Raman and Brillouin scattering.— Appl. Opt., 1972, v. 11, N 11, p. 2489—2494.

Поступила в редакцию 23 октября 1985 г.

УДК 534.86

В. А. ТАРКОВ

(Новосибирск)

ФОРМИРОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ С МАЛОЙ РАСХОДИМОСТЬЮ В TeO_2

Монокристаллы парателлуриата (TeO_2) достаточно широко используются в акустооптике для создания оптических перестраиваемых фильтров [1], дефлекторов, позволяющих производить отклонение как параллельных световых пучков [2], так и изображений [3] и т. п. Это обусловлено тем, что парателлурит обладает высоким значением коэффициента акустооптического качества при дифракции света на медленной сдвиговой акустической волне [4] и возможностями выбора различных геометрий акустооптического взаимодействия. Однако сильная анизотропия акустических свойств монокристаллов приводит к тому, что поток энергии акустического пучка отклоняется от направления волнового вектора и, кроме того, величина пространственной расходимости значительно превышает дифракционный предел расходимости [5, 6]. Указанные особенности вызывают также и пространственную неоднородность акустооптического взаимодействия в TeO_2 .

Цель настоящей работы состоит в нахождении условий формирования акустических пучков с низкой пространственной расходимостью в монокристаллах парателлуриата.

Рассмотрим распространение медленной сдвиговой волны. Известно, что для плоской волны, волновой вектор которой направлен под углом α в плоскости (110) и β в плоскости (001), вследствие анизотропии акустических свойств поток энергии волны отклоняется от направления ее волнового вектора в плоскости (110) на угол φ , в плоскости (001) на

угол ψ . Величины углов при этом определяются выражениями [6]:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\sin(2\alpha) [c_{66} - c_{44} + \mu \cos^2(2\beta)]}{2 [c_{66} \cos^2 \alpha + c_{44} \sin^2 \alpha + \mu \cos^2 \alpha \cos^2(2\beta)]}; \quad (1)$$

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{\mu \cos \alpha \sin(2\beta) \cos(2\beta)}{[c_{66} \cos^2 \alpha + c_{44} \sin^2 \alpha + \mu \cos^2 \alpha \cos^2(2\beta)]}, \quad (2)$$

где c_{ij} — компоненты тензора упругости TeO_2 ; $\mu = (c_{11} - c_{12})/2 - c_{66}$.

Найдем величину пространственной расходимости акустического пучка в плоскости (001), считая, что волновой вектор в среднем направлен под углом α_0 и β_0 в плоскостях (110) и (001) соответственно.

Будем считать при этом, что разброс направлений волнового вектора в плоскости (001) равен $2\delta\beta \ll 1$ и соответствует дифракционному пределу расходимости. Тогда ось акустического пучка отклоняется в плоскости (001) кристалла от оси [110] на угол $\psi'(\alpha_0, \beta_0)$:

$$\psi'(\alpha_0, \beta_0) = \psi(\alpha_0, \beta_0) + \beta_0. \quad (3)$$

Пространственная расходимость пучка $\delta\psi'$ будет в первом приближении определяться первым членом разложения в ряд выражения (3):

$$\delta\psi'(\alpha_0, \beta_0) = 2\delta\beta \left. \frac{\partial \psi'(\alpha_0, \beta)}{\partial \beta} \right|_{\beta=\beta_0} = 2\delta\beta \left[1 + \left. \frac{\partial \psi(\alpha_0, \beta)}{\partial \beta} \right|_{\beta=\beta_0} \right]. \quad (4)$$

Причем, как видно из приведенной для примера на рис. 1 зависимости $\frac{\partial \psi(0, \beta)}{\partial \beta}$, величина производной $\frac{\partial \psi(\alpha, \beta)}{\partial \beta}$ меняется в значительных пределах при изменении α, β .

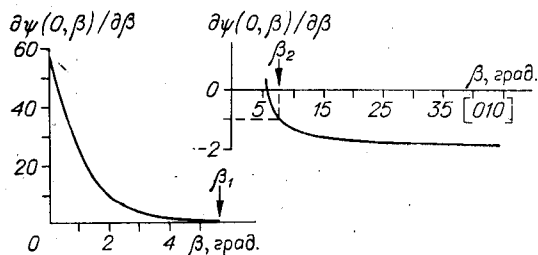
Для обычно используемых в акустооптике направлений распространения акустического пучка, соответствующих $\alpha_0 = 0 \dots 10^\circ$, $\beta_0 = 0$, величина производной $\frac{\partial \psi}{\partial \beta}$ велика. Пространственная расходимость пучка в плоскости (001) при этом почти в 60 раз превышает дифракционный предел расходимости. Аналогичным образом оценивается расходимость пучка и в плоскости (110). Ее величина также превышает в 10–12 раз дифракционный предел расходимости [6].

Однако нетрудно заметить, что надлежащим выбором направления акустического пучка в плоскости (001) можно значительно уменьшить его пространственную расходимость. Так, при некотором значении $\beta_0 = \beta_1$, соответствующем выполнению условия $\left. \frac{\partial \psi(\alpha_0, \beta)}{\partial \beta} \right|_{\beta=\beta_1} = 0$, как видно из (4) и рис. 1, пространственная расходимость пучка будет равной дифракционному пределу, а при больших значениях β уменьшается, становясь далее отрицательной. Величина угла β_1 определяется при этом выражением, полученным при дифференцировании (2), которое имеет следующий вид:

$$\beta_1 = 0,5 \operatorname{arctg} \left\{ \sqrt{1 + \frac{\mu}{[c_{44} \operatorname{tg}^2 \alpha_0 + c_{66}]}} \right\}. \quad (5)$$

В частности, при $\alpha_0 = 0$ величина $\beta_1 = 5,75^\circ$.

Рис. 1. Зависимость производной угла отклонения потока энергии акустической волны в плоскости (001) кристалла TeO_2 от направления распространения акустической волны.



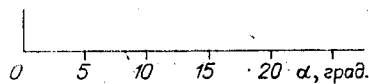


Рис. 2. Зависимость величины угла распространения акустической волны β_2 относительно оси $[110]$ в плоскости (001) , соответствующей случаю формирования квазипараллельного в плоскости (001) пучка.

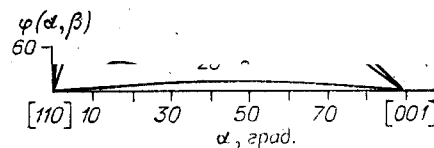


Рис. 3. Отклонение потока энергии акустической волны от направления волнового вектора в плоскости (110) кристаллов TeO_2 при различных направлениях распространения в плоскости (001) .

Большой практический интерес представляет случай, когда для акустического пучка выполняется условие

$$\left. \frac{\partial \psi(\alpha_0, \beta)}{\partial \beta} \right|_{\beta=\beta_2} = -1, \quad (6)$$

что соответствует формированию квазипараллельного в плоскости (001) акустического пучка с величиной пространственной расходимости, определяемой вторым порядком малости по $\delta\beta$, т. е.

$$\delta\psi'(\alpha_0, \beta_2) = \left. \frac{\partial^2 \psi(\alpha_0, \beta)}{\partial \beta^2} \right|_{\beta=\beta_2} (\delta\beta)^2. \quad (7)$$

Выполнение условия квазипараллельности (6) достигается при значении $\beta_0 = \beta_2$, где

$$\beta_2 = 0,5 \arccos \left\{ \frac{\left[\eta - \sqrt{\eta^2 - \xi \sin^2 \alpha_0 \cos \alpha_0 (2 + \xi \cos \alpha_0)} \right]^{1/2}}{\sin \alpha_0} \right\}; \quad (8)$$

$$\eta = 0,5 - (1 + 2\xi - \xi \cos \alpha_0) \cos \alpha_0; \quad \xi = (c_{44} \sin^2 \alpha_0 + c_{66} \cos^2 \alpha_0) / \mu \cos^2 \alpha_0.$$

При $\alpha_0 = 0$ выражение для β_2 значительно упрощается:

$$\beta_2(\alpha_0 = 0) = 0,5 \arccos \left\{ \sqrt{\frac{(2 + \xi)\xi}{(1 + 2\xi)}} \right\} \approx 7,5^\circ. \quad (9)$$

На рис. 2 показана расчетная зависимость $\beta_2(\alpha_0)$ для наиболее интересного участка значений α_0 от 0 до 25° .

Следует отметить, что отклонение волнового вектора акустического пучка от оси $[110]$ в плоскости (001) вызывает не только уменьшение пространственной расходимости в плоскости (001) , но и уменьшение отклонения и пространственной расходимости в плоскости (110) . Для демонстрации этого на рис. 3 для некоторых значений β_0 приведены зависимости угла отклонения потока энергии $\varphi(\alpha, \beta_0)$ в плоскости (110) , полученные из выражения (1). Пользуясь этими зависимостями, для каждого конкретного случая нетрудно оценить величину расходимости акустического пучка в плоскости (110) ; в частности, при параметрах распространения пучка $\alpha_0 = 0$, $\beta_0 = \beta_2 \approx 7,5^\circ$, который является квазипараллельным в плоскости (001) , достигается уменьшение расходимости пучка в плоскости (110) в 2,5 раза по сравнению со случаем «прямого» среза $\alpha_0 = 0$, $\beta_0 = 0$. Все расчеты производились с использованием значений упругих констант для TeO_2 из [4].

Экспериментальная проверка полученных результатов осуществлялась с помощью акустооптической ячейки на основе TeO_2 (см. рис. 4, а),

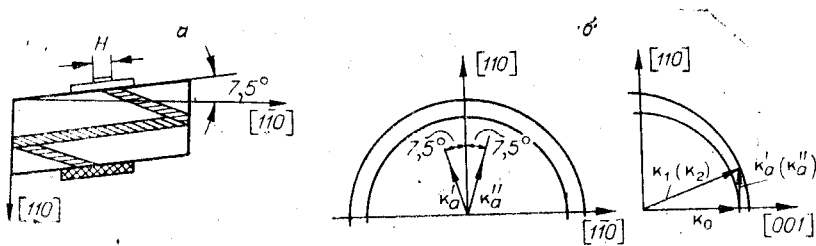


Рис. 4. Конфигурация акустооптической ячейки на основе TeO_2 с формированием квазипараллельного акустического пучка (а) и геометрия акустооптического взаимодействия (б).

которая позволяет визуализировать акустический пучок. Акустическая сдвиговая волна возбуждалась в светозвукопроводе с помощью пьезопреобразователя из ниобата лития срезом $Y + 163^\circ$ под углом $7,5^\circ$ к оси $[110]$ в плоскости (001) . Боковые грани светозвукопровода являлись плоскостями (110) кристалла. Этот выбор был сделан с целью обеспечения условия квазипараллельности (б) не только для исходного, но и для претерпевшего отражение акустического пучка. Визуализация акустического поля производилась теньвым методом в диапазоне частот $30 \dots 150$ МГц, при этом использовалась геометрия акустооптического взаимодействия, показанная на рис. 4, б, где k_0 — волновой вектор падающей световой волны, k_1, k_2 — дифрагированных волн.

На рис. 5, а, б представлены результаты экспериментов по визуализации сформированных в TeO_2 квазипараллельных акустических пучков с частотами 45 и 145 МГц. Ширина пьезопреобразователя H (см. рис. 4, а) составляла $\sim 0,3$ мм. Для сравнения на рис. 5, в показан типичный вид акустического пучка для «прямого» среза светозвукопровода ($\beta_0 = 0^\circ$) с частотой 70 МГц.

Из сравнения видно, что в случае формирования квазипараллельных пучков значительно улучшается однородность акустического поля, а пространственная расходимость пучка становится значительно меньше. В частности, для приведенного выше примера даже при частоте 45 МГц (см. рис. 5, а) пространственная расходимость пучка незначительна, в то время как величина дифракционного предела $\delta\beta = \lambda/H$ составляет при этом $\geq 3,7^\circ$.

Очевидно, что при формировании квазипараллельного пучка фазовые неоднородности акустического поля, излучаемого пьезопреобразователем, и акустические неоднородности кристалла, из которого изготовлен свето-

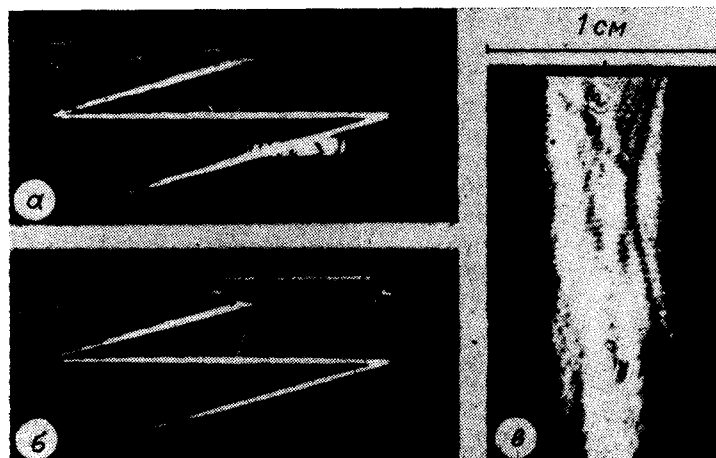


Рис. 5. Визуализация акустического поля квазипараллельного пучка на частоте 45 и 145 МГц (а и б соответственно) и пучка, распространяющегося по оси $[110]$ (в).

звукопровод, сказываются в значительно меньшей степени. Так, искусственно созданные фазовые неоднородности при отражении акустического пучка путем шлифовки боковых граней светозвукпровода (высота неровностей до 5 мкм) не привели к сколько-нибудь заметному ухудшению однородности акустического пучка и увеличению его пространственной расходимости.

Таким образом при определенном выборе направления распространения акустического пучка в TeO_2 возможно не только существенное снижение его пространственной расходимости, но и формирование квази-параллельных пучков. Полученные результаты представляют большой интерес при создании акустооптических ячеек, особенно многоканальных, а также ультразвуковых линий задержки на основе монокристаллов TeO_2 .

ЛИТЕРАТУРА

1. Yano T., Watanabe A. Acoustooptic TeO_2 filter using far-off-axis anisotropic Bragg diffraction— *Appl. Opt.*, 1976, v. 15, N 9, p. 2250—2258.
2. Yano T., Kawabuchi M., Fukumoto A., Watanabe A. TeO_2 anisotropic Bragg light deflector without midband degeneracy.— *Appl. Phys. Lett.*, 1976, v. 26, N 12, p. 689—691.
3. Тарков В. А. Двухкоординатное акустооптическое устройство отклонения изображений на основе TeO_2 .— В кн.: IV Всесоюз. школа молодых ученых и специалистов по оптической обработке информации: Тезисы. Минск: ИЭ АН БССР, 1982, ч. 1, с. 114—115.
4. Ohmachi Y., Uchida N. Acoustic and acousto-optic properties of TeO_2 single crystal.— *Review of the Electrical Communication Laboratories*, 1972, v. 2, N 5—6, p. 529—541.
5. Антонов С. Н., Кузнецова Е. В., Миргородский В. И., Проклов В. А. Акустооптические исследования распространения медленной акустической волны в TeO_2 .— *Акуст. журн.*, 1982, вып. 4, с. 433—437.
6. Ванюшев Б. В., Тарков В. А., Шиянов П. М. Акустооптический дефлектор.— *Автоматрия*, 1985, № 5.

Поступила в редакцию 27 августа 1985 г.

УДК 538.955.681.3

А. Н. БАЛЬС, Л. М. КУЗЬМИНА

(Рига)

АВТОМАТИЗАЦИЯ НАУЧНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ В ОБЛАСТИ ЭПР НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ ТВЕРДЫХ ТЕЛ: СИСТЕМА РЕГИСТРАЦИИ, ОБРАБОТКИ И АНАЛИЗА СПЕКТРОВ

Введение. Электронный парамагнитный резонанс (ЭПР) по сравнению с другими методами структурного анализа твердых тел обладает особой чувствительностью к ближнему порядку, т. е. к особенностям структурной организации вещества на атомном уровне. Однако применение метода ЭПР к исследованиям структуры, требующее детальной интерпретации спектров, во многих случаях принципиально невозможно без использования ЭВМ. Такая ситуация возникает, во-первых, в случае достаточно сложных спин-гамильтонианов, не позволяющих получить выражение резонансных магнитных полей в аналитическом виде и, следовательно, требующих численной диагонализации секулярной матрицы, во-вторых, при анализе спектров ЭПР неупорядоченных твердых тел, основанном на численном моделировании их форм. В случае кристаллов, содержащих различные типы примесей и дефектов, моделирование формы спектра зачастую бывает необходимым для разделения сильно перекрывающихся сигналов [1], тогда как в случае некристаллических систем оно представляет основу параметризации, т. е. процесса определения оптимального набора параметров спин-гамильтониана, описывающих спектр ЭПР.