

ВЛИЯНИЕ АКУСТИЧЕСКОЙ АНИЗОТРОПИИ  
ЗВУКОПРОВОДОВ НА РАЗРЕШЕНИЕ  
АКУСТООПТИЧЕСКИХ СПЕКТРОАНАЛИЗАТОРОВ

В.В. П р о к л о в, Р.Г. С а в ч у к

При создании акустооптических (АО) спектроанализаторов целесообразно использовать дифракцию света на медленной сдвиговой акустической волне в оптически одноосных кристаллах типа  $TeO_2$ . Такая геометрия АО взаимодействия обеспечивает хорошее спектральное разрешение и высокую эффективность дифракции. При этом, однако, распространение звуковой волны происходит в условиях сильной акустической анизотропии, которая, как известно, может существенно сказываться на распространении звука и АО взаимодействии в случае акустических пучков конечной апертуры, например, в виде повышенной расходимости потока энергии звука в плоскости ортогональной дифракционной [1], особенностей отражения звука от боковых граней звукопровода [2], отклонения вектора потока энергии от волновой нормали [3] и т.п. В настоящей работе рассматривается новый эффект из этой области — зависимость спектрального разрешения АО спектроанализаторов от акустической анизотропии звукопроводов.

Для пояснения возможности существования такого эффекта рассмотрим диаграмму АО взаимодействия для медленной звуковой волны, показанную на рис. 1. Волновые векторы  $k_0$  и  $k_1$  соответствуют падающему и дифрагированному свету соответственно,  $k_0$  — медленной акустической волне, распространяющейся вдоль кристаллографического направления [110]. При дифракционной расходимости акустической волны на угол  $\varphi$ , очевидно, в плоскости ортогональной дифракционной возможна дифракция падающего света на акустических волнах с волновыми векторами  $k_i$ , отклоненными от

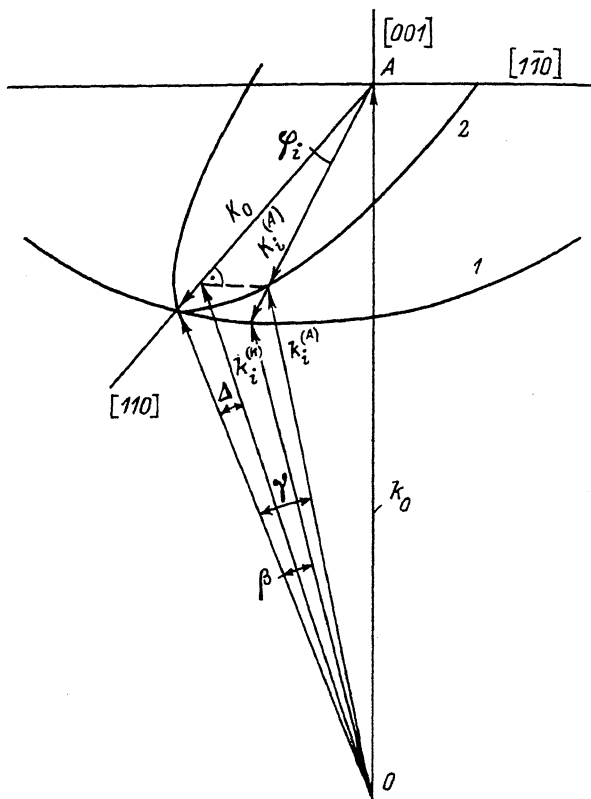


Рис. 1. Диаграмма волновых векторов акусто-оптического взаимодействия.

направления  $[110]$  на углы  $\varphi_i$  ( $|\varphi_i| \leq \frac{1}{2} \varphi_0$ ). В случае акустически изотропного кристалла дифрагированный свет с волновым вектором  $k_i^{(H)}$  опирался бы на окружность 1 радиуса  $|k_0|$ , т.е. был бы отклонен от направления  $k_1$  в плоскости ортогональной дифракционной на угол  $\beta$ . При учете анизотропии кристалла волновой вектор  $k_i^{(A)}$  звука, распространяющегося под углом  $\varphi_i$  к оси  $[110]$ , будет опираться на кривую 2, которая является результатом пересечения плоскости, проведенной через точку А ортогонально падающему свету, с поверхностью обратных скоростей звука в кристалле, построенной с центром в точке А, которая для кристаллов симметрии 422 (к ним, в частности, относится и  $TeO_2$ ) представляется эллипсом. При этом угол  $\gamma$  между волновыми векторами  $k_1$  и  $k_i^{(A)}$  будет сравним по величине с  $\beta$ , а величина дифрак-

ционного отклонения света в плоскости, ортогональной  $[110]$ , как видно из рис. 1, не превышает дифракционной расходимости света в той же плоскости  $\Delta\theta_1 \approx \frac{\lambda}{H}$ , где  $\lambda$  - длина волны света,  $H$  - высоты оптического и акустического пучков. В то же время видно, что проекция  $k_i^{(A)}$  на направление  $[110]$  в анизотропном случае существенно увеличивает „угловую размазку“ дифрагированного света  $\Delta\theta_{||}$  в плоскости дифракции, в которой в целях повышения спектрального разрешения сама расходимость падающего света обычно делается малой по сравнению с расходимостью в плоскости ортогональной дифракционной (т.е.  $\Delta\theta_{||} \approx \frac{\lambda}{L} \ll \Delta\theta_1 \approx \frac{\lambda}{H}$ , так как  $L \gg H$ , где  $L$  - ширина светового луча в дифракционной плоскости).

Простой расчет для анизотропного случая, характеризуемого эллипсом 2 (см. рис. 1) с отношением главных полуосей, равным  $\alpha$ , дает для дифракционной „анизотропной угловой размазки“ света в плоскости дифракции (в направлении  $[110]$ ) для малых значений углов  $\varphi_i$  следующее выражение:

$$\Delta \approx \frac{\alpha^2}{2} \varphi_i^2 \frac{\lambda}{\Lambda} \leq \frac{\alpha^2}{8} \cdot \frac{\lambda}{\Lambda} \cdot \varphi_0^2, \quad (1)$$

где  $\Lambda$  - длина волны звука.

Из (1) видно, что с увеличением акустической анизотропии, т.е. с ростом  $\alpha$ , эффект анизотропной размазки оптического дифракционного пятна возрастает и при определенных условиях это может привести к уширению углового спектра дифрагированного света в области низких пространственных частот по сравнению с изотропным пределом углового разрешения, определяемого расходимостью падающего света. Действительно, отношение анизотропной и обычной (изотропной) дифракционных расходимостей света, определенных по критерию Рэлея, для случая прямоугольных поперечных сечений падающего света и акустической волны имеет вид:<sup>1</sup>

$$\xi = \frac{\alpha^2}{8} \cdot \frac{\Lambda L}{H^2} \approx \frac{\alpha^2}{8} \cdot \frac{1}{(f \cdot \tau)} \cdot \left(\frac{L}{H}\right)^2, \quad (2)$$

где  $f$  - частота звука, соответствующая длине волны  $\Lambda$ ,  $\tau$  - время задержки звука на апертуре света  $L$ .

Из (2) видно, что с ростом  $\alpha$ , понижением частоты  $f$ , уменьшением  $\tau$  или ростом  $\left(\frac{L}{H}\right)$  величина  $\xi$  может оказаться настолько большой, что спектральное разрешение АО спектроанализатора ухудшится в  $(1 + \xi)$  раз вследствие уширения низкочастотного крыла дифракционного пятна (см. рис. 2, слева вверху). Например, при

<sup>1</sup> Формула справедлива для звука, распространяющегося вдоль самого медленного направления, однако ее несложно получить и для произвольного случая.

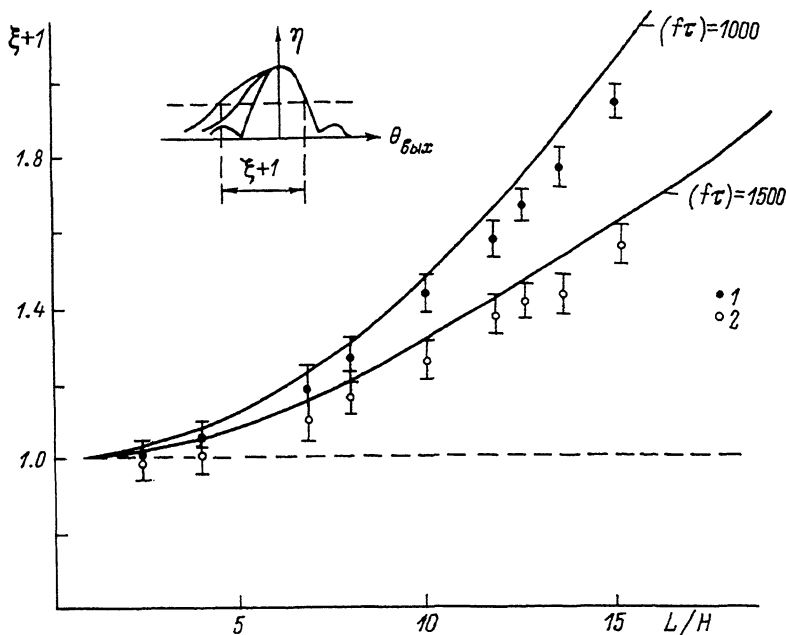


Рис. 2. Зависимость величины относительного спектрального разрешения анизотропной АО ячейки из  $TeO_2$  от отношения ширины  $L$  к высоте  $H$  падающего светового луча.  $\xi$  - дифракционная эффективность,  $\theta_{\text{былх}}$  - угол дифракции света, штриховая линия - расчет по формуле (2); экспериментальные результаты: 1 -  $H = 1.0$  мм,  $(f \cdot \tau) = 1000$ ; 2 -  $H = 1.5$  мм,  $(f \cdot \tau) = 1500$ .

создании АО спектроанализатора с разрешением 120 кГц на основе медленной сдвиговой волны в  $TeO_2$ , с центральной частотой  $f = 40$  МГц при  $L = 8$  мм и  $H = 1$  мм, согласно (2), получаем  $\xi = 0.54$ , что означает ухудшение спектрального разрешения вследствие анизотропного эффекта в 1.54 раза.

Экспериментальные наблюдения рассматриваемого эффекта проводились с использованием АО ячейки из  $TeO_2$  размерами 10 x 15 x 20 мм<sup>3</sup>. Преобразователь из  $LiNbO_3$   $YZ + 163^\circ$  - среза присоединялся к звукопроводу с помощью вакуумной металлической сварки. Дифракция света осуществлялась на медленной сдвиговой волне, возбуждаемой в направлении  $[110]$  с поляризацией вдоль  $[1\bar{1}0]$ . Акустооптическая ячейка работала в полосе частот 50-80 МГц. На рис. 2 представлены экспериментальные зависимости величины спектрального разрешения от отношения апертур световой и звуковой волн ( $L/H$ ) для фиксированных значений произведения центральной частоты звука на время задержки  $(f \cdot \tau)$ . Как видно из рисунка, для АО спектроанализатора с заданным произведением

( $f \cdot \tau$ ) существует максимальное значение ( $\frac{L}{H}$ ), выше которого спектральное разрешение заметно ухудшается вследствие упомянутого выше эффекта акустической анизотропии.

Заметим, что в случаях распространения звука под углом к самому медленному направлению описанное анизотропное уширение дифракционных состояний будет происходить как на левом, так и на правом крыльях углового распределения, а формула (2) будет иметь несколько иной вид.

Таким образом, в работе впервые установлено, что в сильно акустически анизотропных материалах при определенных условиях происходит заметное уширение дифракционных состояний, что может сказаться на спектральном расширении акустооптических устройств. Найдем критерий ( $\xi < 1$ ), обеспечивающий выбор условий АО взаимодействия, снижающих влияние указанного эффекта.

### Л и т е р а т у р а

- [1] Антонов С.Н., Кузнецова Е.В., Миргородский В.И., Проклов В.В. - Ак. ж., 1982, т. 28, № 4, с. 433.
- [2] Антонов С.Н., Герус А.В., Проклов В.В. - ЖТФ, 1983, т. 53, № 8, с. 1618.
- [3] Yano T., Watanabe A. - Appl. Phys. Lett., 1974, v. 24, N 6, p. 256.

Институт радиотехники  
и электроники АН СССР,  
Москва

Поступило в Редакцию  
25 июля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 21

12 ноября 1988 г.

ПРЯМОЕ НАБЛЮДЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОГО РОСТА  
ОПТИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ „СПРЯТАННОГО“  
КОЛЛЕКТИВНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ 1.7 эВ  
 $\mathcal{N}$  - ЭЛЕКТРОНОВ БЕНЗОЛЬНОГО КОЛЬЦА

Л.В. Иогансен, Ф.А. Уваров

Вопрос о природе и спектре возбуждений  $\mathcal{N}$  - электронных колец и цепочек весьма актуален, в частности, потому, что последние возникают на реконструированной поверхности кремния [1]. Природа наблюдаемого на  $S_i(III)$  (2 x 1)  $\mathcal{N}$  - электронного возбуждения 0.58 эВ дискутируется [2]. По нашим представлениям [3, 4], это возбуждение в первом приближении полностью подобно давно предсказанному нами „спрятанному“  $\mathcal{N}$  - электронному возбуждению 1.7 эВ бензольного кольца. Последнее мы наблюдали в [5]