

УДК 535.5

## АКУСТООПТИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В СРЕДАХ С АКУСТИЧЕСКОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

В. Б. Волошинов, О. Ю. Макаров

(кафедра физики колебаний)

Изучена дифракция света на ультразвуке в кристаллах с ярко выраженной анизотропией акустических свойств. Показано, что акустическая анизотропия кристаллов влияет на величину диапазона акустических частот брэгговской дифракции и на интенсивность дифрагированного света. Анализ акустооптического взаимодействия в кристаллах арсенида галлия показывает, что при углах между направлениями фазовой и групповой скоростей звука свыше  $\psi = 10\text{--}20^\circ$  происходит заметное изменение частотного диапазона дифракции по сравнению с акустически изотропным случаем. Эффективность дифракции в GaAs при этом отличается от изотропного случая более чем на 10%. С увеличением сноса акустического пучка, когда  $\psi > 20^\circ$ , это отличие оказывается еще более заметным.

### 1. Введение

Известно, что акустооптическое взаимодействие используется в различных устройствах для управления параметрами световых лучей — в дефлекторах, модуляторах, фильтрах и т.п. [1–4]. Эти устройства находят широкое применение в современной физике и технике. В качестве среды взаимодействия в акустооптических приборах обычно применяются кристаллические материалы с особым сочетанием оптических и акустических свойств. В настоящее время в акустооптике активно используются кристаллы кварца, ниобата лития, парателлурита, германия, фосфида галлия и др. [1, 3]. Некоторые из известных акустооптических материалов характеризуются сильной анизотропией физических свойств, в частности акустической анизотропией. Например, в кристаллах GaP и GaAs угол между векторами фазовой и групповой скоростей для необыкновенной акустической волны в некоторых направлениях составляет  $30\text{--}40^\circ$ , в кристаллах  $\text{TeO}_2$  и  $\text{Hg}_2\text{Cl}_2$   $60\text{--}70^\circ$  [4–10]. Следует отметить, что закономерности дифракции в средах с акустической анизотропией исследованы недостаточно полно, поэтому изучение параметров дифракции в акустически анизотропных средах представляет большой практический интерес. В данной работе анализ дифракции проводится для оптически изотропного кубического кристалла арсенида галлия, однако выявленные закономерности взаимодействия могут быть обобщены и на другие оптически изотропные материалы с анизотропией упругих свойств [6–8].

### 2. Акустическая анизотропия материалов в акустооптических устройствах

На рис. 1,а показана схема брэгговского акустооптического взаимодействия в акустически изотропном материале [1–3]. В образце с показателем преломления  $n$  в направлении оси  $z$  распространяется

звуковая волна частоты  $f$  с волновым вектором  $\mathbf{K}$  и волновым фронтом, перпендикулярным оси  $z$ . Очевидно, что фазовая  $V_p$  и групповая  $V_g$  скорости звука в кристалле параллельны оси  $z$ , а волновой вектор звука с волновым числом  $K = 2\pi f/V_p$  параллелен направлению фазовой скорости. При анализе полагается, что апертура звукового пучка равна  $l_0$ . Свет с длиной волны  $\lambda$  и волновым вектором  $k_i = 2\pi n/\lambda$  направляется в кристалл под углом  $\theta_0$  к оси  $x$ . После взаимодействия со звуком световая волна разделяется на два пучка: прошедший и дифрагированный. Интенсивности этих волн соответственно равны  $I_0$  и  $I_d$ , а длина взаимодействия света и звука составляет величину  $l = l_0/\cos\theta_0$ . Для рассмотренного типа дифракции брэгговский угол падения светового пучка на акустический волновой фронт дается выражением [1, 3]

$$\sin\theta_0 = \frac{\lambda f}{2nV_p}, \quad (1)$$

причем в акустически изотропном случае угол дифракции  $\theta_d$  равен углу Брэгга  $\theta_0$ , как показано на рис. 1,а [1–4].

Схема дифракции света и звука в случае акустической анизотропии среды показана на рис. 1,б. В этом случае фронт необыкновенной звуковой волны по-прежнему остается перпендикулярным оси  $z$ , однако энергия волны распространяется под углом  $\psi$  к оси  $z$ , где  $\psi$  — угол сноса между фазовой  $V_p$  и групповой  $V_g$  скоростями ультразвука [4]. При этом длина взаимодействия света и звука меняется по сравнению с изотропным случаем:  $l = l_0 \cos\psi / \cos(\psi - \theta_0)$ . Рисунок 1,в также иллюстрирует дифракцию на акустической необыкновенной волне, однако звуковая волна, в отличие от схемы на рис. 1,б, отклоняется в плоскости дифракции в противоположном направлении, составляя с осью  $z$  угол  $\psi < 0$ .

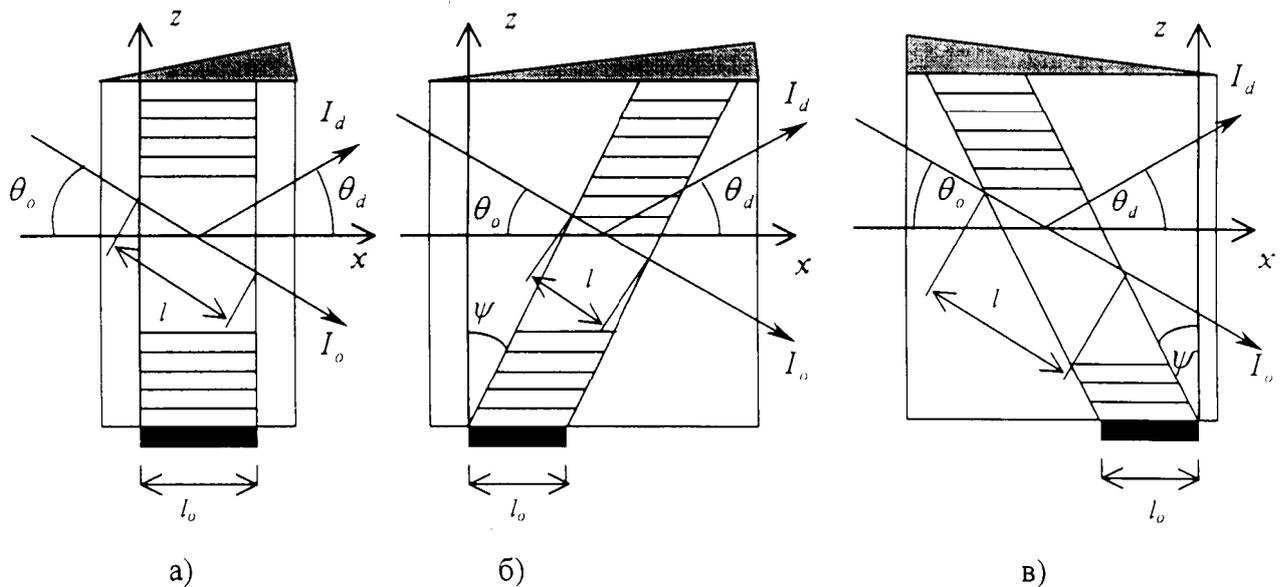


Рис. 1. Схема акустооптического взаимодействия: акустически изотропный (а) и анизотропный (б, в) материал с положительным (б) и отрицательным (в) углом сноса

Очевидно, что длина области акустооптического взаимодействия во всех указанных выше случаях неодинакова, однако брэгговский угол падения определяется одним и тем же соотношением (1) [1, 2].

Известно, что интенсивность дифрагированного света на выходе кристалла записывается в виде

$$I_d = I_0 \frac{(ql_0)^2}{(ql_0)^2 + (\eta l_0)^2} \sin^2 \sqrt{\left(\frac{ql_0}{2}\right)^2 + \left(\frac{\eta l_0}{2}\right)^2}, \quad (2)$$

где коэффициент  $q$  зависит от амплитуды звуковой волны и фотоупругих свойств среды акустооптического взаимодействия, а коэффициент  $\eta$  характеризует синхронизм брэгговской дифракции [1, 2]. При выполнении условия Брэгга, когда  $\theta = \theta_0$ , интенсивность дифрагированного луча равна  $I_d = I_0 \sin^2 (ql_0/2)$ , так как  $\eta = 0$ . Можно показать, что в акустически анизотропном случае

$$I_d = \sin^2 \left[ \frac{\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{P_a M_2 l_0}{2b} \frac{\cos^2 \psi}{\cos(\psi - \theta_0)}} \right], \quad (3)$$

где  $P_a$  — мощность акустической волны,  $b$  — высота звукового столба и  $M_2$  — акустооптическое качество используемого материала. Как следует из соотношений (2) и (3) — это также видно из рис. 1, — характер дифракции для трех рассмотренных случаев не одинаков, и закономерности взаимодействия будут зависеть от взаимной ориентации падающего и дифрагированного световых и звукового пучков.

### 3. Фазовая и групповая скорости звука в арсениде галлия

В настоящей работе для исследования был выбран кристалл арсенида галлия, обладающий заметной анизотропией акустических свойств. Выбор GaAs также

обусловлен тем, что этот кристалл кубический и потому оптически изотропный. Тем самым при анализе было исключено влияние оптической анизотропии материала на параметры дифракции.

Для исследования параметров дифракции в арсениде галлия отыскивались направления необыкновенных волн звука, при которых угол  $\psi$  между фазовой и групповой скоростями превышает  $10^\circ$ . При этом выбирался такой срез кристалла, что значение коэффициента акустооптического качества  $M_2 \neq 0$ . Анализ показал, что указанные выше условия удовлетворяются, например, при акустооптическом взаимодействии на сдвиговой акустической волне в плоскости  $(\bar{1}10)$  материала.

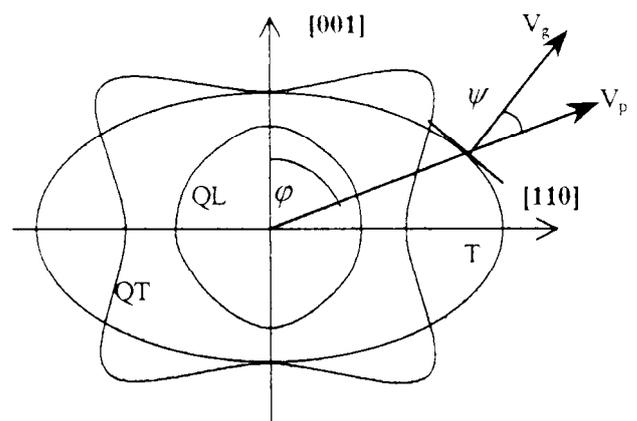


Рис. 2. Общий вид сечения поверхности обратных скоростей

Решая уравнения Кристоффеля [4] и анализируя сечения поверхности обратных скоростей звука для квазипродольной (QL), квазипоперечной (QT) и поперечной (T) волн (рис. 2), получаем, что фазовая

скорость распространения необыкновенной сдвиговой звуковой волны в плоскости  $(\bar{1}10)$  с поляризацией вдоль направления  $[110]$  определяется выражением

$$V(\varphi) = \sqrt{\frac{c_{44}}{\rho} \cos^2 \varphi + \frac{c_{11} - c_{12}}{2\rho} \sin^2 \varphi}. \quad (4)$$

В соотношении (4)  $\rho$  — плотность материала;  $\varphi$  — угол распространения звуковой волны, отсчитываемый от оси  $z$ ;  $c_{11}$ ,  $c_{12}$  и  $c_{44}$  — модули упругости материала [5]. Используя значения модулей упругости арсенида галлия, по известной методике [4] можно легко определить, что угол сноса  $\psi = 16^\circ$  при  $\varphi \approx 45^\circ$ .

Анализ показывает, что величина  $\psi = 16^\circ$  не является максимально достижимой в GaAs. Например,

если сдвиговая акустическая волна распространяется в плоскости  $(001)$  кристалла, то максимальное значение угла сноса  $\psi \approx 45^\circ$  реализуется при  $\varphi = 22,5^\circ$ , отсчитываемом от оси  $[100]$ . Ультразвуковая волна при этом отклоняется на угол  $\psi = 45^\circ$  в плоскости, перпендикулярной плоскости акустооптического взаимодействия, если свет распространяется вдоль оси  $z$ . Однако акустическая анизотропия среды не будет оказывать принципиального влияния на параметры дифракции, так как в плоскости взаимодействия угол сноса равен нулю. Таким образом, в одном и том же материале в зависимости от используемого среза кристалла могут быть реализованы режимы, в которых акустическая анизотропия среды либо влияет, либо не влияет на параметры брэгговской дифракции.

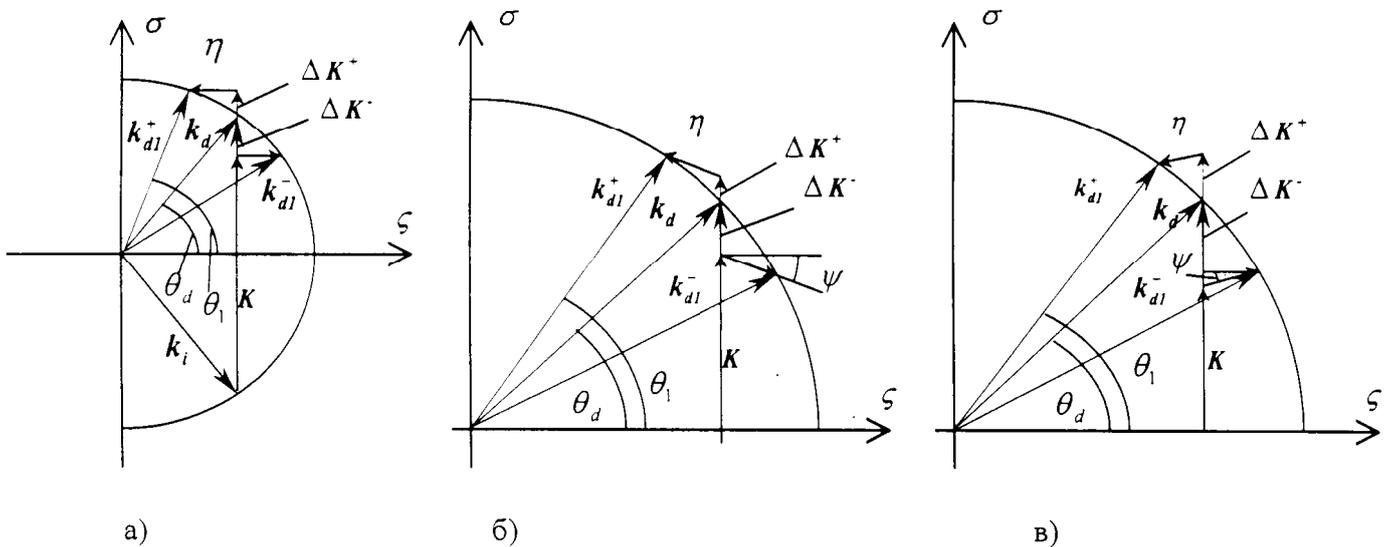


Рис. 3. Векторные диаграммы акустооптического взаимодействия: акустически изотропный (а) и анизотропный (б, в) материал с положительным (б) и отрицательным (в) углом сноса

#### 4. Влияние акустической анизотропии материала на параметры дифракции

Анализ закономерностей дифракции удобно проводить с помощью метода векторных диаграмм [1–3]. Векторные диаграммы, соответствующие всем рассмотренным случаям взаимодействия, показаны на рис. 3. Здесь  $\eta$  — вектор расстройки,  $k_i$ ,  $k_d$  и  $k_{d1}$  — волновые векторы падающей и дифрагированных волн с волновым числом  $k = 2\pi n/\lambda$ ,  $K$  — волновой вектор звука, где  $K = 2\pi f/V_p$ . На диаграммах  $\Delta K^+$  и  $\Delta K^-$  — изменения длины волнового вектора звука, причем  $\Delta K^+ = 2\pi \Delta f^+/V_p$  и  $\Delta K^- = 2\pi \Delta f^-/V_p$ , а  $\theta_d$  и  $\theta_1$  — углы между осью  $\zeta$ , параллельной акустическому волновому фронту, и направлениями векторов дифрагированных световых волн. Для всех трех случаев справедливы векторные соотношения:  $k_i + K + \Delta K^+ - \eta = k_{d1}^+$  и  $k_i + K - \Delta K^- + \eta = k_{d1}^-$ .

Взаимодействие, показанное на рис. 3,а, является наиболее простым для анализа. Из соотношения (2) выводится ограничение на величину расстройки:  $\eta \leq \pm 0,8\pi/l_0$ , соответствующее ослаблению эффективности дифракции на 3 дБ по сравнению с максимальным значением [1]. Из геометрических соображений для рис. 3,а можно также записать

$$\eta = \frac{2\pi n}{\lambda} (\cos \theta_d - \cos \theta_1). \quad (5)$$

Поэтому для угла  $\theta_1$  из рис. 3,а выводится следующее выражение:

$$\sin \theta_1 = \frac{\lambda(f + \Delta f^+ + \Delta f^-)}{2nV_p}. \quad (6)$$

В итоге из системы уравнений (5) и (6) легко определяется общая полоса акустических частот в случае

изотропной брэгговской дифракции:

$$\Delta f \leq \frac{1, 6nV_p^2 \cos \theta_0}{\lambda f l_0}, \quad (7)$$

где  $\Delta f = \Delta f^+ + \Delta f^-$ .

По аналогии с изотропным случаем (рис. 3,а) можно записать выражение для расстройки при сносе звуковой волны:  $\eta \leq \pm 0, 8\pi / (l_0 \cos \psi)$ . Из векторной диаграммы на рис.3,б видно, что

$$\eta \cos \psi = \frac{2\pi n}{\lambda} (\cos \theta_d - \cos \theta_1). \quad (8)$$

С другой стороны, для угла  $\theta_1$  справедливо соотношение, зависящее от угла сноса:

$$\sin \theta_1 = \frac{\lambda f + 2\lambda \Delta f^+ + (\eta \lambda V_p / \pi) \sin \psi}{2nV_p}. \quad (9)$$

Таким образом, из уравнений (8) и (9) легко получить выражение для изменения акустической частоты:

$$\Delta f^+ = \sqrt{\frac{f^2}{4} + \frac{0, 8nV_p^2 \cos \theta_0}{\lambda l_0} - \frac{0, 16V_p^2}{l_0^2} - \frac{f}{2} - \frac{0, 4V_p}{l_0} \operatorname{tg} \psi}. \quad (10)$$

Аналогично при изменении волнового вектора звука  $\Delta \mathbf{K}$  справедливо соотношение

$$\Delta f^- = \frac{f}{2} - \sqrt{\frac{f^2}{4} - \frac{0, 8nV_p^2 \cos \theta_0}{\lambda l_0} - \frac{0, 16V_p^2}{l_0^2} - \frac{0, 4V_p}{l_0} \operatorname{tg} \psi}. \quad (11)$$

При известных значениях  $\Delta f^+$  и  $\Delta f^-$  простым суммированием определяется общая ширина полосы частот дифракции в акустически анизотропном случае:  $\Delta F = \Delta f^+ + \Delta f^-$ . Принимая во внимание, что треть слагаемое под корнем в соотношениях (10) и (11) пренебрежимо мало по сравнению с первыми двумя, для ширины полосы акустических частот можно получить удобное для проведения оценок выражение:

$$\Delta F \approx \frac{1, 6nV_p^2 \cos \theta_0}{\lambda f l_0} - \frac{0, 8V_p}{l_0} \operatorname{tg} \psi. \quad (12)$$

Аналогичное рассмотрение дифракции, происходящей по схеме рис. 3,в, дает для частотного диапазона следующее соотношение:

$$\Delta F \approx \frac{1, 6nV_p^2 \cos \theta_0}{\lambda f l_0} + \frac{0, 8V_p}{l_0} \operatorname{tg} \psi. \quad (13)$$

Сравнивая выражения для ширины полосы звуковых частот (7) с выражениями (12) и (13), легко заметить,

что в зависимости от знака угла сноса  $\psi$  будет наблюдаться либо уширение, либо сужение частотного диапазона по сравнению с изотропным случаем. Как показал анализ, из-за акустической анизотропии величина этого диапазона изменяется на величину

$$\Delta f_\psi = \frac{0, 8V_p}{l_0} \operatorname{tg} \psi. \quad (14)$$

Анализируя соотношение (7) для полосы частот брэгговской дифракции в акустически изотропной среде, а также соответствующее выражение для анизотропной среды (14), можно сделать вывод, что рост частоты звука и длины волны света уменьшает полосу звуковых частот в изотропном случае и не влияет на величину частотной добавки  $\Delta f_\psi$ . Для дальнейшего анализа удобно ввести коэффициент  $\nu$ , определяемый как отношение двух интервалов частот  $\Delta f$  и  $\Delta f_\psi$ . С учетом (1) можно показать, что коэффициент уширения оказывается равным

$$\nu = \frac{\Delta f_\psi}{\Delta f} = \operatorname{tg} \theta_0 \operatorname{tg} \psi. \quad (15)$$

В итоге из соотношений (15) и (1) видно, что эффект уширения или сужения полосы звуковых частот не зависит от апертуры звукового пучка  $l_0$ . С другой стороны, коэффициент  $\nu$  уменьшается с ростом  $V_p$  или  $n$  и увеличивается с ростом акустической частоты  $f$  или длины волны света  $\lambda$ . Как и следовало ожидать, значение коэффициента уширения  $\nu$  возрастает с увеличением угла сноса  $\psi$ . Например, если  $\operatorname{tg} \theta_0 = \operatorname{ctg} \psi$ , то ширина полосы частот  $\Delta f$  становится сравнимой с величиной частотной добавки, обусловленной анизотропией среды. Таким образом, проведенные исследования показали, что при прочих равных условиях разница между шириной полосы частот дифракции в акустически изотропной и анизотропной среде может быть весьма большой.

### 5. Расчет эффективности дифракции и диапазонов частот ультразвука

Для выбранного среза кристалла арсенида галлия с углом  $\psi = 16^\circ$  по формулам (7), (14) и (15) были рассчитаны частотные диапазоны дифракции  $\Delta f$ ,  $\Delta f_\psi$ , а также коэффициент  $\nu$ . Результаты расчета представлены в таблице. Расчет проводился для двух длин волн света  $\lambda$ , двух частот звука  $f$  и двух длин преобразователя  $l_0$ . Из таблицы видно, что относительное уширение полосы акустических частот не превышает нескольких процентов, в то время как абсолютное уширение или сужение полосы акустических частот может достигать сотен килогерц. Следует отметить, что в акустооптических экспериментах полоса частот дифракции может быть измерена с точностью до десятков килогерц, поэтому различие между дифракцией в акустически изотропной и анизотропной среде может быть легко зарегистрировано даже при относительно небольших углах сноса акустического пучка.

Частота звука $f$ , МГц	Длина волны света $\lambda$ , мкм	Апертура звука $l_0$ , см	Ширина полосы в изотропном случае $\Delta f$ , МГц	Изменение полосы в анизотропном случае $\Delta F$ , кГц	Коэффициент уширения $\nu$ , %
200	1,15	0,25	75,12	280	0,4
		0,5	37,56	140	
	3,39	0,25	25,47	280	1,1
		0,5	12,73	140	
500	1,15	0,25	30,04	280	0,9
		0,5	15,02	140	
	3,39	0,25	10,15	280	2,7
		0,5	5,075	140	

Расчеты эффективности дифракции, выполненные по формуле (3), показывают, что в GaAs при одинаковой длине пьезопреобразователя интенсивность дифрагированных пучков в акустически анизотропных случаях будет отличаться на 10–15% от интенсивности в акустически изотропном случае. Это отличие, как показал анализ, обусловлено различием в длине области взаимодействия света и звука. Из рис. 1 видно, что максимальная длина взаимодействия и соответственно максимальная эффективность дифракции реализуются при отрицательных углах наклона звукового столба. Таким образом, акустическая анизотропия среды влияет не только на величину частотного диапазона дифракции, но и на интенсивность дифрагированного света на выходе акустооптических ячеек.

## 6. Выводы

Проведенный анализ закономерностей акустооптического взаимодействия в кристаллических материалах показывает, что дифракция света на ультразвуке в акустически анизотропной среде имеет свои

особенности по сравнению с акустически изотропным случаем. Акустическая анизотропия материала влияет на такие характеристики, как величина частотного диапазона дифракции и интенсивность дифрагированного света. На примере оптически изотропных кристаллов арсенида галлия показано, что даже при относительно небольших углах сноса акустической энергии сужение или расширение диапазона частот брэгговской дифракции может достигать сотен килогерц и более. Разница в эффективности дифрагированного света может превышать 10–15%. Применение материалов с большими углами между направлениями фазовой и групповой скоростей приведет к еще более заметным отличиям от рассеяния в акустически изотропной среде.

Авторы благодарны проф. К. Н. Баранскому за интерес к работе и полезные советы.

## Литература

1. Балакиев В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М., 1985.
2. Корнел А. Акустооптика. М., 1993.
3. Магдич Л.Н., Молчанов В.Я. Акустооптические устройства и их применение. М., 1978.
4. Дьелесан Э., Руайе Д. Упругие волны в твердых телах. М., 1982.
5. Най Дж. Физические свойства кристаллов. М., 1967.
6. Kusters J.A., Wilson D.A., Hammond D.L. // J. Opt. Soc. Am. 1974. **64**, No. 4. P. 434.
7. Chang I.C. // Appl. Phys. Lett. 1974. **25**, No. 9. P. 323.
8. Voloshinov V.B. // Opt. Engineering. 1992. **31**, No. 10. P. 2089.
9. Воронова М.А., Парыгин В.Н. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1988. № 6. С. 38 (Moscow University Phys. Bull. 1988. No. 4. P. 43).
10. Сильвестрова И.М., Барта Г.Ф., Беляев И.М., Писаревский Ю.В. // Кристаллография. 1975. **20**. С. 221.

Поступила в редакцию  
11.06.97