

ОБРАТНОЕ БРЭГГОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА НА ГИРОТРОПНЫХ ФАЗОВЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ ФОТОУПРУГОСТИ

Specific features of the opposite Bragg scattering by the phase superlattices of photoelasticity fabricated using gyrotropic cubic crystals are investigated. It has been shown that opposite Bragg scattering by ultrasonic waves of small frequencies in superlattices of photoelasticity from gyrotropic germanate vismuth cubic crystals is possible. The dependences of diffraction efficiencies on the ultrasonic wave intensity and acoustooptical interaction length are investigated.

В настоящее время всевозрастающий интерес исследователей вызывают искусственные анизотропные структуры (классические и квантовые сверхрешетки), во-первых, как объект изучения в них различных физических эффектов и, во-вторых, с точки зрения возможных технических приложений [1, 2]. Среди физических характеристик искусственных анизотропных структур важное место занимают акустооптические (АО) свойства [2, 3]. Они сложным образом зависят от направлений распространения и поляризации световых и акустических волн относительно осей симметрии анизотропных структур, что необходимо учитывать при проектировании различных АО устройств обработки информации. Анизотропная структура сверхрешетки (СР), составленной из оптически изотропных материалов, дает возможность осуществлять новые геометрии АО взаимодействия [4]. В работах [5, 6] показана возможность создания СР с однородными оптическими свойствами, но чередующимися значениями фотоупругих параметров. В [6] отмечено, что сверхрешетки с чередующимися значениями фотоупругих параметров (сверхрешетки фотоупругости) могут быть использованы для осуществления АО взаимодействия с большими углами Брэгга при низких ультразвуковых частотах.

В настоящей работе исследованы особенности брэгговской дифракции света на ультразвуковых (УЗ) волнах в режиме обратного брэгговского рассеяния на низких частотах $f \sim 1-10$ МГц в СР фотоупругости, изготовленных с использованием чередующихся слоев кубических гиrotропных кристаллов.

Рассмотрим АО дифракцию на продольной УЗ волне, распространяющейся вдоль оси СР. Предположим, что в первом слое СР кристаллографическая ось второго порядка ориентирована вдоль оси симметрии X , во втором слое вдоль оси симметрии решетки ориентирована кристаллографическая ось третьего порядка и т. д. При этом падающая световая волна поляризована в плоскости дифракции XZ (р-поляризация) либо ортогонально плоскости дифракции (s-поляризация). Эффективные компоненты тензора $\hat{\Delta\epsilon}$ изменений диэлектрической проницаемости УЗ волной даются соотношениями:

$$\Delta\epsilon_{22} = -\epsilon^2(p_1^\perp - p_2^\perp) \sum_m a_m U_{11}^0 \exp\{i[(mK_g + K)x - \Omega t]\}, \quad (1)$$

$$\Delta\epsilon_{33} = -\epsilon^2(p_1^\parallel - p_2^\parallel) \sum_m a_m U_{11}^0 \exp\{i[(mK_g + K)x - \Omega t]\},$$

где ϵ — диэлектрическая проницаемость СР в отсутствие УЗ возмущения; $K_g = \frac{2\pi}{d}$, причем d — период СР; $K = \frac{\Omega}{v}$, причем Ω — круговая час-

тота и v — фазовая скорость УЗ волны; $p_1^\perp = p_{12}$, $p_1^\parallel = p_{11}$, $p_2^\perp = \frac{1}{3}(p_{11} + p_{12} + p_{21} - 2p_{44})$, $p_2^\parallel = \frac{1}{3}(p_{11} + p_{12} + p_{21} + 4p_{44})$, где p_{11} , p_{12} , p_{21} , p_{44} — фотоупругие постоянные; U_{11}^0 — амплитуда деформаций УЗ волны. Постоянные a_m даются соотношениями [7]:

$$a_m = \begin{cases} -i/\pi m, & \text{при } m \text{ — нечетном,} \\ 0, & \text{при } m \text{ — четном,} \\ 1/2, & \text{при } m = 0. \end{cases}$$

В области пересечения световой и ультразвуковой волн, занимающей пространство между плоскостями $x = 0$ и $x = l$, возникает индуцированная электрическая поляризация среды вида

$$P_i = \frac{1}{8\pi} (\Delta\epsilon_{ij} E_j + \Delta\epsilon_{ij}^* E_j), \quad (2)$$

где E_j — компонента вектора напряженности электрического поля $\mathbf{E}$ световой волны; $i, j = 2, 3$.

Для расчета напряженностей дифрагированных полей будем исходить из уравнений Максвелла и материальных уравнений [8] для гиротропного диэлектрика

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} - \frac{\alpha}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + 4\pi \mathbf{P}, \quad (3)$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{B} - \frac{\alpha}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t},$$

где параметр α для монохроматических волн определяется соотношением $\alpha = \frac{c}{\omega} \gamma$ (ω — круговая частота световой волны, c — скорость света в вакууме, γ — параметр гирации.).

При расчете комплексных амплитуд дифрагированных волн использовался метод медленноменяющихся амплитуд [9]. При этом амплитуды преломленной (A_0) и дифрагированной (A_1) волн удовлетворяют граничным условиям: $A_0(x=0) = A$, $A_1(x=l) = 0$, где A — амплитуда падающей световой волны.

Относительная интенсивность дифрагированной световой волны $\eta_m = |A_1(0)|^2 / |A|^2$ на входной грани $x=0$ области АО взаимодействия для m -го брэгговского резонанса дается соотношением:

$$\eta_m = \frac{(\rho^2 + \alpha_m^2) \text{sh}^2(\alpha_m l)}{[\alpha_m^2 \text{ch}^2(\alpha_m l) + \rho^2 \text{sh}^2(\alpha_m l)]}, \quad (4)$$

где $\alpha_m = (\kappa_\parallel^2 / 2 + \kappa_\perp^2 / 2 - \rho^2)^{1/2}$, причем $\kappa_\parallel = -[n^3(p_1^\parallel - p_2^\parallel) / 2m\lambda_0 \sin \varphi_6^m] \times (2I_a / \sigma v^3)^{1/2}$, $\kappa_\perp = -[n^3(p_1^\perp - p_2^\perp) / 2\lambda_0 m \sin \varphi_6^m] (2I_a / \sigma v^3)^{1/2}$ (n — показатель преломления материала звукопровода, λ_0 — длина световой волны в вакууме, σ — плотность кристалла, $\rho = \frac{\omega}{c} \gamma$ — параметр удельного вращения, $\varphi_6^m = \arcsin(m\lambda_0 / 2nd)$ — угол m -го брэгговского резонанса, I_a — интенсивность УЗ волны).

Численные расчеты проводились для СР полученной с использованием гиротропного кубического кристалла германата висмута ($\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$) [10]. Рассматривалась дифракция света с длиной волны $\lambda_0 = 0,63$ мкм на

УЗ волне с частотой $f = 10$ МГц, причем $\rho = 22$ град/мм, $p_{11}=0,12$; $p_{12}=0,1$; $p_{21}=0,09$; $p_{44}=0,01$; $d \approx 0,8$ мкм.

На рис. 1. представлена зависимость относительной интенсивности дифрагированного света (первый брэгговский резонанс) от длины l области АО взаимодействия. Из рисунка следует, что «включение» гиротропии приводит к осциллирующей зависимости η_1 от l . Данная особенность АО взаимодействия объясняется значительной вращательной способностью кристалла $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$. Для негиротропного кристалла ($\rho=0$) из выражения (4) следует известное соотношение для относительной интенсивности (дифракционной эффективности) дифрагированного света $\eta_m = \text{th}^2(\alpha_m l)$ [11].

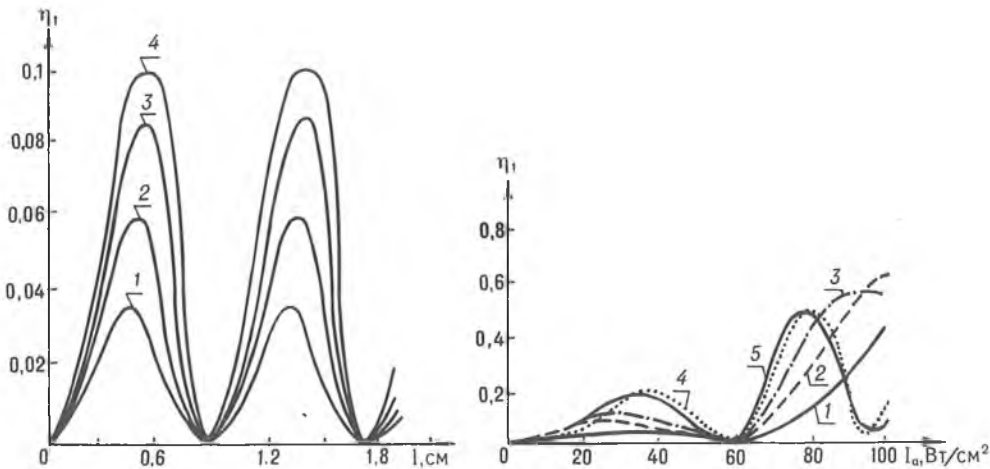


Рис. 1. Зависимость эффективности дифракции η_1 от длины АО взаимодействия l при различных интенсивностях УЗ волны I_d :
 $l - 6, 2 - 10, 3 - 14, 4 - 18$ (Вт/см²)

Рис. 2. Зависимость эффективности дифракции η_1 от интенсивности ультразвуковой волны I_d при различных длинах АО взаимодействия l :
 $l - 1, 2 - 2, 3 - 3, 4 - 4, 5 - 5$ (см)

Зависимость эффективности дифракции η_1 от интенсивности УЗ волны I_d при различных длинах АО взаимодействия l для гиротропной СР из кристалла $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ представлена на рис. 2. Из рисунка следует, что при $\rho \neq 0$ наблюдается значительное изменение формы кривой $\eta_1 = \eta_1(I_d)$ по сравнению со случаем негиротропного диэлектрика [7].

1. Рытов С. М. // ЖЭТФ. 1955. Т. 29. В. 5. С. 605.
2. Вакуленко А. В., Чернозатонский Л. А. // ФТТ. 1988. Т. 30. В. 6. С. 1641.
3. Grimsditch M., Nizzoli F. // Phys. Rev. B. 1986. V. 33. № 8. P. 5891.
4. Рытов С. М. // Акуст. журн. 1956. Т. 2. С. 71.
5. Блистанов А. А., Данилов А. А., Родионов Д. А. // Квант. электрон. 1986. Т. 13. № 12. С. 2536.
6. Чернозатонский Л. А. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 10. С. 3142.
7. Яри в А. Введение в оптическую электронику. М., 1983.
8. Фёдоров Ф. И. Теория гиротропии. Мн., 1975.
9. Кулак Г. В., Редько В. П. // V Всесоюзная конференция по волоконно-оптическим системам передачи. М., 1988. Т. 5. С. 95.
10. Акустические кристаллы: Справ./ Блистанов А. А., Бондаренко В. С., Чкаева В. В. и др./ Под ред. М. Шаскольской. М., 1986.
11. Oliveira J. E., Jen C. K. // Appl. Opt. 1990. V. 29. № 6. P. 836.

Поступила в редакцию 25.04.95.