

## АКУСТООПТИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛН ГУЛЯЕВА-БЛУСТЕЙНА БЕССЕЛЕВЫМИ СВЕТОВЫМИ ПУЧКАМИ В КРИСТАЛЛАХ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ

*Для акустооптической системы: воздух – GaAs – AlGaAs показано, что для бесселевого светового пучка нулевого порядка низкий коэффициент отражения  $R_1$  испытывает волна, дифрагированная в минус первый порядок, что объясняется незначительным отличием показателей преломления слоя и подложки. Наиболее существенные изменения коэффициента отражения  $R_0$  волны нулевого порядка достигаются при малой толщине слоя  $h$ . При увеличении толщины модулированного слоя от 0,1–0,4 мм величина коэффициента пропускания  $\hat{O}_1$  увеличивается на 65%.*

**Ключевые слова:** плоскопараллельный слой, волны Гуляева-Блустейна, акустооптическая дифракция, кубический кристалл, коэффициенты отражения и пропускания.

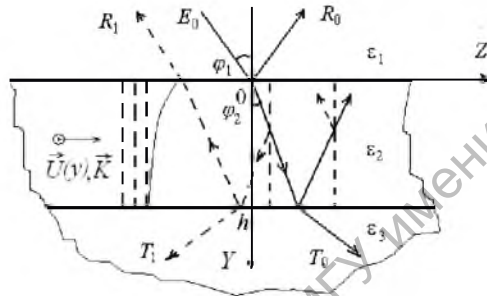
*For acousto-optic system: air-GaAs-AlGaAs, it is shown that for a zero-order Bessel light beam, a wave diffracted to a minus first order suffers a low reflection coefficient  $R_1$ , which is explained by a slight difference in the refractive indices of the layer and substrate. The most significant changes in the reflection coefficient  $R_0$  of zero-order wave are achieved with a small layer thickness  $h$ . With increasing thickness of the modulated layer from 0,1–0,4 mm, the value of the transmittance  $\hat{O}_1$  increases by 65%.*

**Keywords:** plan-parallel slab, Gulyaev-Blustein's waves, acousto-optical diffraction, cubic crystal, coefficients of reflection and transmission.

Поверхностные ультразвуковые (УЗ) волны Гуляева-Блустейна (ГБ) привлекают значительный интерес исследователей в связи с проблемой создания акустоэлектронных и акустооптических устройств [1; 2]. Они могут возбуждаться в пьезоэлектрических кристаллах некоторых срезов и имеют поляризацию, параллельную свободной поверхности слоя. В работе [3] исследовано акустооптическое (АО) взаимодействие волноводных оптических мод  $TE$  и  $TM$  поляризации на волнах ГБ. Отмечена возможность диагностики таких волн при брэгговской дифракции света на ультразвуке в условиях пропускания. Однако при этом не учтено френелевское отражение света от границ звукопровода. В настоящей работе исследована анизотропная брэгговская дифракция БСП нулевого порядка на ПАВ ГБ,

обусловленная акустоиндуцированной анизотропией кристалла, в условиях френелевского отражения от границ модулированного слоя.

Плоскопараллельный слой толщиной  $h$ , диэлектрическая проницаемостью которого  $\varepsilon_2$ , расположен между однородными прозрачными средами с диэлектрическими проницаемостями  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_3$  (рис. 1). Начало системы координат XYZ расположено на верхней границе слоя, а ось Y перпендикулярна границе слоя.



**Рис. 1.** Схема АО диагностики волн Гуляева-Блостейна в условиях анизотропной АО дифракции в слое

Кубические кристаллы арсенида галлия GaAs, широко используемые в акустоэлектронике и оптоэлектронике [4], относятся к классу симметрии  $\bar{4}3m$ . Будем считать, что пьезоактивная ПАВ распространяется вдоль оси  $[110]$  в плоскости  $(\bar{1}10)$ . При этом в волне ГБ присутствуют два компонента тензора деформаций  $U_5$  и  $U_6$ ; им соответствуют компоненты напряженности пьезоэлектрического поля ультразвуковой волны  $E_3$  и  $E_2$ . Для световой волны  $s$ -поляризации, падающей на поверхность кристалла, существенны компоненты тензора деформации  $U_6$  и напряженности пьезоэлектрического поля  $E_2$ , которые определяются соотношениями [2]:

$$U_6 = A_1 K [\alpha_1 \exp(-\alpha_1 Ky) + a_{21} \alpha_2 \exp(-\alpha_2 Ky)] \exp[i(Kz - \Omega t)], \quad (1)$$

$$E_2 = -A_1 K [b_{11} \alpha_1 \exp(-\alpha_1 Ky) + a_{21} b_{22} \alpha_2 \exp(-\alpha_2 Ky)] \exp[i(Kz - \Omega t)],$$

где  $a_{21} = -1,4758 \cdot 10^3$ ,  $b_{11} = 1,8512 \cdot 10^{11}$ ,  $b_{22} = 1,6436 \cdot 10^9$ ,  $\alpha_1 = 0,9912$ ,  $\alpha_2 = 3,3879 \cdot 10^{-4}$ ,  $A_1$  – постоянная величина,  $\Omega$  и  $K$  – круговая частота и волновое число УЗ волны.

УЗ волна (1) индуцирует решетку диэлектрической проницаемости периодическую в пространстве и во времени (вдоль оси  $Z$ ) и пространственно – неоднородную вдоль оси  $Y$ :

$$\varepsilon_2(y, z, t) = \varepsilon_2 + \Delta\varepsilon_2(y) \exp[i(Kz - \Omega t)], \quad (2)$$

где  $\Delta\varepsilon_2(y) = -\varepsilon_2^2 [p_{\text{эф}} U_6(y) + r_{\text{эф}} E_2(y)]$ ,  $p_{\text{эф}}(r_{\text{эф}})$  – эффективная фотоупругая (электрооптическая) постоянная кристалла.

Допустим, что падающая плоская световая волна с частотой  $\omega \gg \Omega$  и волновым вектором  $\vec{k}_1 = \vec{e}_y k_{1y} + \vec{e}_z k_{1z}$  ( $k_{1y} = kn_1 \cos \varphi_1$ ,  $k_{1z} = kn_1 \sin \varphi_1$ ,  $k = \omega/c$ ,  $n_1 = \sqrt{\varepsilon_1}$ ,  $c$  – скорость света в вакууме), имеет линейную s-поляризацию; угол преломления  $\Phi_2$  близок к углу Брэгга  $\Phi_2 \approx \Phi_A$ .

Решение волнового уравнения для дифрагированного поля электромагнитной волны в слое можно записать в виде [5]:

$$E = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} A_m(x) j_0(q_m \rho_m) \exp[i(k_{mz} z - \omega_m t - \pi m/2)], \quad (3)$$

где

$k_{mz} = k_{0z} + mK$ ,  $\omega_m = \omega + m\Omega$ ;  $j_0(q_m c_m) = J_0(q_m c_m) / \sqrt{\rho} R_B J_1(q_m R_B)$ , причем  $q_0 = k_{0y}$ ,  $q_m = k_{1m} \gamma$  ( $m \neq 0$ );  $\rho_m$  – радиальная координата БСП;  $R_B$  – радиус падающего бесселевого светового пучка,  $2\gamma$  – угол конусности БСП;  $J_{0,1}(x)$  – функции Бесселя нулевого и первого порядка [6].

При  $k_{0z} \approx \hat{E}/2$  из совокупности дифрагированных волн (3) следует выделить лишь две наиболее существенные, то есть дифракционные порядки с  $m = 0$  и  $m = -1$ . Система неоднородных уравнений связанных волн для комплексных амплитуд  $A_0$  и  $A_{-1}$  имеет вид

$$\frac{d^2 A_0}{dy^2} + k_{0x}^2 A_0 - ik_{1m}^2 g_{1m} \eta A_{-1} = 0, \quad \frac{d^2 A_{-1}}{dy^2} + k_{-1x}^2 A_{-1} + ik_{2g_{0m}}^2 \eta A_0 = 0, \quad (4)$$

где  $k_{0x} = \sqrt{k_2^2 - k_{0z}^2}$ ,  $k_{-1x} = \sqrt{k_2^2 - k_{-1z}^2}$ ,  $k_{0z} = k_2 \sin \varphi_B$ ,  $k_{-1z} \approx k_2 \sin \varphi_B$ ;  $\eta(y) = -n_2^2 [p_{\text{эф}} U_6(y) + r_{\text{эф}} E_2(y)]$ . Интегралы перекрытия дифрагированных волн находим из соотношений

$$g_{0m} = \frac{\int_0^{R_B} J_0(q_m \rho_1) j_0(q_0 \rho_0) \rho_0 d\rho_0}{\int_0^{R_B} J_0^2(q_0 \rho_0) \rho_0 d\rho_0}, \quad g_{1m} = \frac{\int_0^{R_B} j_0(q_m \rho_1) j_0(q_0 \rho_0) \rho_1 d\rho_1}{\int_0^{R_B} j_0^2(q_m \rho_0) \rho_1 d\rho_1}$$

Решение системы уравнений связанных волн в брэгговском режиме дифракции можно найти в замкнутой форме [5]. При условии малости фотоупругих постоянных и при наличии затухания УЗ волны в подложке АО взаимодействием в ней можно пренебречь. Тогда, применив стандартные граничные условия на плоскостях  $y = 0$  и  $y = h$ , получим систему алгебраических уравнений относительно амплитудных коэффициентов пропуска-

ния  $t_0, t_{-1}$  и отражения  $r_0, r_{-1}$  для волн нулевого и первого порядков. Данная система уравнений может быть решена только численными методами. Пренебрегая медленным изменением линейных членов, зависящих от  $y$ , по сравнению с экспоненциальными, получим систему линейных алгебраических уравнений, решение которой представимо в замкнутой форме.

Глубина проникновения волны ГБ  $\bar{h}$  в подложку значительно больше глубины проникновения ПАВ Рэлея [1; 2]. Для рассматриваемого направления распространения ПАВ в кристалле GaAs при частоте ультразвука  $f = 1$  ГГц глубина проникновения волны ГБ составляет  $\bar{h} \approx 2,5$  мм. Для системы воздух – GaAs – AlGaAs толщина возмущенного слоя из кристалла GaAs,  $h \leq \bar{h}$  [1; 2]. При малых фотоупругих и электрооптических постоянных и при наличии затухания ультразвука в подложке АО взаимодействием в подложке можно пренебречь. Коэффициенты отражения и пропускания дифрагированных волн определяются по формулам:

$$t_0 = \frac{-n_1 n_2 \left[ (e^{-ik_a} + e^{-ik_b}) + r_{12} r_{23} (e^{ik_a} + e^{ik_b}) \right] e^{-ik_3 h}}{Z}, \quad r_0 = \frac{(e^{-ik_b} + r_{12} r_{23} e^{ik_b})}{(e^{-ik_b} + r_{12} r_{23} e^{ik_b})}, \quad (5)$$

$$t_{-1} = \frac{2n_1 n_2 \left[ (e^{-ik_a} + e^{-ik_b}) + r_{12} r_{23} (e^{ik_a} - e^{ik_b}) \right] e^{-ik_3 h}}{Z}, \quad r_{-1} = \frac{4in_1 n_2 (n_2 - n_3) \sin(k_a - k_b)}{(n_1 + n_2) Z},$$

где

$$r_{12} = (n_1 \cos \varphi_1 - n_2 \cos \varphi_2) / (n_1 \cos \varphi_1 + n_2 \cos \varphi_2),$$

$$r_{23} = (n_2 \cos \varphi_2 - n_3 \cos \varphi_3) / (n_2 \cos \varphi_2 + n_3 \cos \varphi_3), \quad k_3 = kn_3; \quad n_3 = \sqrt{\varepsilon_3};$$

$$k_{a,b} = k_2 h \sqrt{(1 \mp \eta_a \mp \eta_b) - K^2 / 4k_2^2}; \quad \eta_a = n_2^2 p_{\text{эф}} U_6(0) / 2, \quad \eta_b = n_2^2 r_{\text{эф}} E_2(0) / 2,$$

$$Z = (r_{12} r_{23} e^{ik_a} + e^{-ik_a}) (e^{-ik_b} + r_{12} r_{23} e^{ik_b}).$$

При выводе выражений (5) предполагалось, что угол Брэгга  $\varphi_A$  – мал [2; 5]. Данное условие выполняется при частоте ультразвука  $f \leq 1$  ГГц. В дальнейшем будем считать, что  $E_2(0) = [(b_{11} \alpha_1 + a_{21} b_{22} \alpha_2) / (\alpha_1 + a_{21} \alpha_2)] U$ ,  $U = U_6(0)$ .

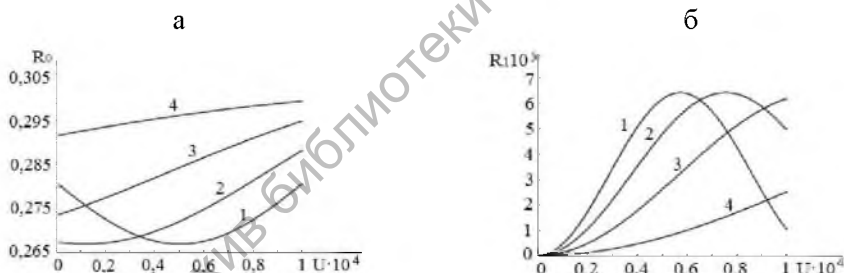
Для численных расчетов использовались энергетические коэффициенты пропускания ( $\hat{O}_0, \hat{O}_1$ ) и отражения ( $R_0, R_1$ ), которые определены по формулам:

$$R_{0s} = |r_0|^2, \quad R_{1s} = |r_{-1}|^2, \quad T_{0s} = \frac{n_3}{n_1} |t_0|^2, \quad T_{1s} = \frac{n_3}{n_1} |t_{-1}|^2. \quad (6)$$

Численные расчеты проведены для многослойной системы: воздух – GaAs – AlGaAs [4]. Показано, что волна Гуляева-Блюстейна частотой

$f = \Omega/2\pi = 1$  ГГц концентрируется в слое GaAs. При расчетах использована длина световой волны в вакууме  $\lambda_0 = 1,15$  мкм, амплитуда тензора деформаций  $U = \sqrt{2I_a / \rho v^3}$ , где  $I_a$  – интенсивность УЗ волны;  $p_{эф} = p_{44} (r_{эф} = r_{41})$  – эффективная фотоупругая (электрооптическая) постоянная.

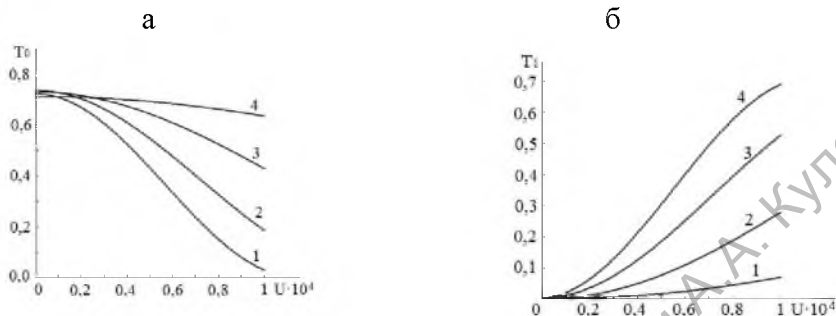
На рис. 2 представлены зависимости коэффициентов отражения  $R_0$  и  $R_1$  волн, дифрагированных в нулевой и минус первый порядки, от амплитуды деформации  $U$  и толщины слоя  $h$ . Коэффициент отражения дифрагированной волны минус первого порядка  $R_1$  мал, что объясняется незначительным отличием показателей преломления слоя и подложки для системы: воздух – GaAs – AlGaAs. Коэффициенты отражения волн, дифрагированных в нулевой порядок ( $R_0$ ) достигают  $\sim 0,3$  при  $h = 0,4$  мм. Наиболее существенные изменения  $R_0$  наблюдаются при малой толщине слоя:  $h \leq 0,2$  мм. При этом на графике зависимости  $R_0(U)$  имеется минимум. Данные особенности дифракции объясняются френелевским отражением и степенью неоднородности пространственного распределения упругих деформаций и пьезоэлектрических полей в многослойной системе. Рассмотренные особенности коэффициента отражения  $R_0$  могут быть использованы для диагностики ультразвуковых волн ГВ в слоистых пьезоэлектрических материалах.



**Рис. 2.** Зависимость энергетического коэффициента отражения волны, дифрагированной в нулевой и первый порядки, при различной толщине модулированного слоя  $h$  (а –  $R_0$ ; б –  $R_1$ ; 1 –  $h = 0,1$  мм; 2 –  $h = 0,2$  мм; 3 –  $h = 0,3$  мм; 4 –  $h = 0,4$  мм; воздух – GaAs – AlGaAs,  $f = 1$  ГГц,  $\lambda_0 = 1,15$  мкм,  $g_{0m} \approx g_{1m} \approx 1$ )

Зависимости коэффициентов пропускания  $T_0$  и  $T_1$  волн, дифрагированных в нулевой и минус первый порядки, от амплитуды деформации  $U$  и толщины слоя  $h$  представлены на рис. 3. На рисунке видно, что при  $U = 10^{-4}$  и увеличении толщины слоя  $h$  от 0,1 мм до 0,4 мм величина коэффициента пропускания  $T_1$  увеличивается на 65%. При малых  $U \leq 10^{-5}$  коэффициент пропускания  $T_0$  при  $h = 0,4$  мм является наименьшим. Это объясняется тем, что, кроме дифракционных максимумов, соответствующих прошедшим

волнам, формируются также и дифракционные максимумы в отраженном свете.



**Рис. 3.** Зависимость энергетического коэффициента пропускания дифрагированной волны нулевого  $T_0$  и первого  $T_1$  порядка для различных толщин модулированного слоя  $h$  (а –  $T_0$ ; б –  $T_1$ ; 1 –  $h = 0,1$  мм; 2 –  $h = 0,2$  мм; 3 –  $h = 0,3$  мм; 4 –  $h = 0,4$  мм; воздух – GaAs – AlGaAs,  $f = 1$  ГГц,  $\lambda_0 = 1,15$  мкм,  $g_{0m} \approx g_{1m} \approx 1$ )

Преимущество предложенного нами метода АО диагностики, перед традиционными, заключается в использовании как прошедших, так и отраженных дифрагированных волн. Полученные результаты найдут применение для АО диагностики волн ГБ в различных средах, в том числе в системе воздух – GaAs – AlGaAs.

### Литература:

1. Дзельсан, Э. Упругие волны в твердых телах. Применение для обработки сигналов / Э. Дзельсан, Д. Руайе. – М.: Наука, 1982. – 424 с.
2. Яковкин, И.Б. Дифракция света на акустических поверхностных волнах / И.Б. Яковкин, Д.В. Петров. – Новосибирск: Наука, Сибирское отделение, 1979. – 184 с.
3. Bright, V.M. Acousto-optic interactions between optical waves and Bleustein-Gulyev surface acoustic waves in gallium arsenide and other piezoelectric cubic crystals / V.M. Bright, W.D. Hunt. // J. Appl. Phys. – 1990. – Vol. 67, № 2. – P 654–662.
4. Акустические кристаллы. Справочник. / А.А. Блистанов, В.С. Бондаренко, В.В. Чкалова [и др.]; под ред. М.П. Шаскольской. – М.: Наука, 1986. – 629 с.
5. Кулак, Г.В. Дифракция света на ультразвуке в условиях френелевского отражения / Г.В. Кулак // Опт. и спектр. – 1994. – Т. 76, № 6. – С. 1027–1029.
6. Бельй, В.Н. Поляризационно-независимая акустооптическая модуляция бесселевых световых пучков / В.Н. Бельй, Г.В. Кулак, Г.В. Крох, О.В. Шакин // Журн. прикл. спектр. – 2014. – Т.81, № 1. – С. 83–88.