

Т. В. НИКОЛАЕНКО

МГПУ им. И.П. Шамякина (г. Мозырь, Беларусь)

АКУСТООПТИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА ВОЛН ГУЛЯЕВА-БЛЮСТЕЙНА В УСЛОВИЯХ ФРЕНЕЛЕВСКОГО ОТРАЖЕНИЯ

Плоскопараллельный слой толщиной h и диэлектрической проницаемостью ε_2 расположен между однородными прозрачными средами с диэлектрическими проницаемостями ε_1 и ε_3 (рисунок 1). Начало системы координат XYZ расположено на верхней границе слоя, а ось Y перпендикулярна границе слоя.

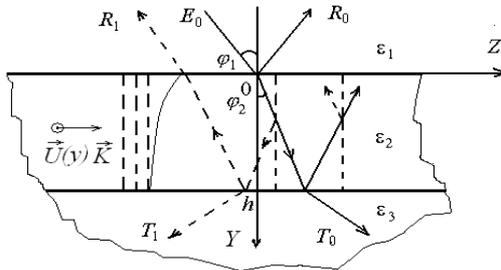


Рисунок 1 – Схема АО диагностики волн Гуляева-Блюстейна

Кубические кристаллы арсенида галлия ($GaAs$), широко используемые в акустоэлектронике и оптоэлектронике [5, 6], относятся к классу симметрии $\bar{4}3m$. Предполагается, что пьезоактивная ПАВ распространяется вдоль оси $[110]$ в плоскости $(\bar{1}10)$.

При этом в волне ГБ присутствуют две компоненты тензора деформаций U_5 и U_6 ; им соответствуют компоненты напряженности пьезоэлектрического поля ультразвуковой волны E_3 и E_2 . Для световой волны TE-поляризации, падающей на поверхность кристалла, представляют интерес компоненты деформации U_6 и напряженности пьезоэлектрического поля E_2 , которые даются соотношениями [2]:

$$\begin{aligned} U_6 &= A_1 K [\alpha_1 \exp(-\alpha_1 K_y) + a_{21} \alpha_2 \exp(-\alpha_2 K_y)] \exp[i(Kz - \Omega t)], \\ E_2 &= -A_1 K [b_{11} \alpha_1 \exp(-\alpha_1 K_y) + a_{21} b_{22} \alpha_2 \exp(-\alpha_2 K_y)] \exp[i(Kz - \Omega t)], \end{aligned} \quad (1)$$

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

УЗ волна (1) создает периодическую в пространстве и во времени решетку диэлектрической проницаемости 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.

Положим, что 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 $\varphi_2 = \arcsin(\sqrt{\varepsilon_1 / \varepsilon_2} \sin \varphi_1)$ и близок к углу Брэгга $\varphi_2 \approx \varphi_B = \arcsin(K / 2k_2)$, где $k_2 = kn_2$ ($n_2 = \sqrt{\varepsilon_2}$ – показатель преломления материала звукопровода).

Решение волнового уравнения (см. [7]) для дифрагированного поля электромагнитной волны в соответствии с теоремой Флоке-Блоха ищем в виде [6]:

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

где $k_{mz} = k_{0z} + mK$, $\omega_m = \omega + m\Omega$.

При $k_{0z} \approx K / 2$ из совокупности дифрагированных волн (4) следует выделить лишь две наиболее существенные с дифракционными порядками $m=0$ и $m=-1$. Система неоднородных уравнений связанных волн для комплексных амплитуд A_0 и A_{-1} имеет вид:

$$\frac{d^2 A_0}{dy^2} + k_{0y}^2 A_0 - i \frac{1}{2} \eta(y) k_2^2 A_{-1} = 0, \quad \frac{d^2 A_{-1}}{dy^2} + k_{-1y}^2 A_{-1} + i \frac{1}{2} \eta(y) k_2^2 A_0 = 0, \quad (4)$$

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

С учетом результатов работы [8] решение системы уравнений (5) в брэгговском режиме дифракции можно представить в виде: $A_0 = (U_2 + U_1) / 2$, $A_{-1} = i(U_2 - U_1) / 2$. Величины $U_{1,2}$ находим из решения уравнений:

$$\frac{d^2 U_{1,2}}{dy^2} + k_2^2 \left[\cos^2 \varphi_2 \pm \frac{1}{2} \eta(y) \right] U_{1,2} = 0. \quad (5)$$

Решения уравнений (6) в ВКБ-приближении имеют вид [9]:

$$U_{1,2}(y) = C_1^\pm e^{ik_2^\pm(y)} + C_2^\pm e^{-ik_2^\pm(y)}, \quad (6)$$

где $k_2^\pm = k_2 y \left\{ \cos \varphi_2 \pm \left[p_{\text{эф}} \int_0^h U_6(y) dy + r_{\text{эф}} \int_0^h E_2(y) dy \right] / 2y \right\}$.

Глубина проникновения волны Гуляева-Блюстейна \bar{h} в подложку значительно выше, чем глубина проникновения ПАВ Рэлея [1, 6]. Для рассматриваемого направления ПАВ в кристалле $GaAs$ при частоте ультразвука $f = 177$ Гц она составляет $\bar{h} \approx 2,5$ мм. Для структуры: воздух– $GaAs$ – $AlGaAs$, толщина возмущенного слоя из кристалла $GaAs$, $h \leq \bar{h}$ [5]. Для малых фотоупругих и электрооптических постоянных и при наличии затухания ультразвука в подложке АО взаимодействием в подложке можно пренебречь. Подставив выражения для A_0 , A_{-1} в (3), и применив стандартные граничные условия при $y=0$ и $y=h$ (см. напр. [8]), получим систему алгебраических уравнений относительно амплитудных коэффициентов пропускания (t_0, t_{-1}) и отражения (r_0, r_{-1}) нулевого и первого порядков. Такая система уравнений может быть решена лишь численными методами. Пренебрегая медленным изменением линейных членов, зависящих от Y , по сравнению с экспоненциальными, получим, используя (6), систему линейных алгебраических уравнений, решение которой представимо в замкнутой форме.

При выводе выражений для получения коэффициентов отражения и пропускания дифракционных волн предполагалось, что угол Брэгга φ_B – мал. Данное условие выполняется для частот ультразвука, достигающих ~ 1 ГГц.

Для численных расчетов использовались энергетические коэффициенты пропускания (T_0, T_1) и отражения (R_0, R_1), которые находятся из соотношений [10].

При отсутствии ультразвука ($U = 0$) выражения для коэффициентов пропускания T_0 и отражения R_0 приводят к известным формулам Эйри [10], а дифрагированные волны первого порядка отсутствуют ($T_1=R_1=0$). Для согласованного слоя ($n_1 = n_2 = n_3$) получаем, что $R_0=R_1=0$, $T_0 = \cos^2(kn_2\eta/2)$, $T_1 = \sin^2(kn_2\eta/2)$ [7].

Численные расчеты проводились для многослойной структуры: воздух – *GaAs* – *AlGaAs* [2]. При этом волна Гуляева – Блюстейна частотой $f = \Omega/2\pi = 1$ ГГц концентрируется в слое *GaAs*. 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; $p_{3\phi} = p_{44}$ ($r_{3\phi} = r_{14}$) – эффективная фотоупругая (электрооптическая) постоянная.

Зависимости коэффициентов отражения R_0 (R_1) дифрагированных волн нулевого (минус первого) порядка от амплитуды модуляции U и толщины слоя h представлены на рисунке 2 а, б. Малый коэффициент отражения дифрагированной волны минус первого порядка (R_1) объясняется незначительным отличием показателей преломления слоя и подложки для гетероструктуры *GaAs* – *AlGaAs*. Коэффициенты отражения дифрагированных волн нулевого порядка (R_0) достигают $\sim 0,3$ при $h = 0,4$ мм. Наиболее существенные изменения R_0 наблюдаются для малых толщин слоя $h \leq 0,2$ мм. При этом зависимости $R_0(U)$ имеют минимум. Рассмотренные особенности коэффициента отражения R_0 могут быть использованы для диагностики ультразвуковых волн Гуляева-Блюстейна в слоистых пьезоэлектрических материалах.

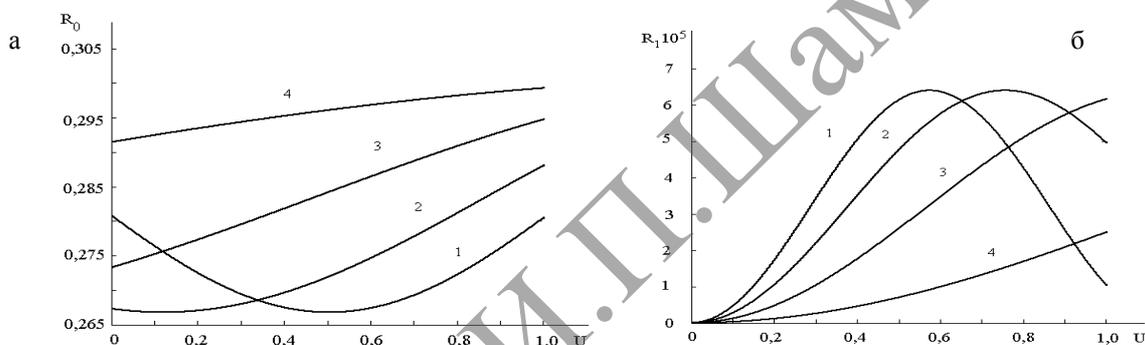


Рисунок 2 – Зависимость энергетического коэффициента отражения дифрагированной волны нулевого порядка R_0 (а) и первого порядка R_1 (б) для различных толщин модулированного слоя h : 0,1(1), 0,2 (2), 0,3 (3), 0,4 мм (4) (воздух – *GaAs* – *AlGaAs*, $f=1$ ГГц, $\lambda_0= 1,15$ мкм)

ЛИТЕРАТУРА

1. Дьельсан, Э. Упругие волны в твердых телах. Применение для обработки / Э. Дьельсан, Д. Руайе. – М.: Наука, 1982. – 424 с.
2. 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. – Vol. 67, № 2. – P. 654–662.
3. Кулак, Г.В. Дифракция света на ультразвуке в кристаллах парателлуриата в условиях френелевского отражения / Г.В. Кулак, Т.В. Николаенко // Журн. прикл. спектр. – 2006. – Т. 73, № 6. – С. 819–823.
4. Комоцкий, В.А. Методика и результаты измерения коэффициентов отражения поверхностных акустических волн с применением лазерного зондирования / В.А. Комоцкий, С.М. Окоп, Ю.М. Соколов // Радиот. и электрон. – 2007. – Т. 52, № 8. – С. 1006–1012.
5. Акустические кристаллы. Справочник / под ред. М.П. Шаскольской. – М.: Наука, 1986. – 629 с.
6. Викторов, И.А. Звуковые поверхностные волны в твердых телах / И.А. Викторов. – М.: Наука, 1981. – 287 с.
7. Балакший, В.И. Физические основы акустооптики / В.И. Балакший, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков. – М.: Радио и связь, 1985. – 280 с.
8. Kong, J.A. Second-order coupled-mode equations for spatially periodic media / J.A. Kong // J. Opt. Soc. Am. – 1977. – Vol. 67, № 6. – P. 825–829.
9. Камке, Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям / Э. Камке; пер. с нем. – М.: Наука, 1971. – 576 с.
10. Борн, М. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. – М.: Наука, 1973. – 719 с.