

Дисперсия и затухание поверхностных акустических волн сдвиговой горизонтальной поляризации на свободной поверхности гексагонального кристалла с учетом структурно-нарушенного изотропного поверхностного слоя

© В.В. Косачёв, Ю.Н. Гандурин, С.Е. Муравьёв

Московский инженерно-физический институт (Государственный университет),
Москва, Россия

E-mail: kosachev@theor.mephi.ru

(Поступила в Редакцию 11 ноября 2008 г.)

В аналитическом виде найдены дисперсия фазовой скорости и обратная длина затухания поверхностных акустических волн (ПАВ) сдвиговой горизонтальной (SH) поляризации, распространяющихся вдоль свободной плоской (не шероховатой) поверхности гексагонального кристалла (Z -срез), при наличии тонкого (по сравнению с длиной поверхностной волны) структурно-нарушенного изотропного поверхностного слоя. В длинноволновом пределе (длина волны велика по сравнению с характерными размерами неоднородностей слоя), представляющем наибольший интерес для экспериментаторов, показано, что изменение дисперсии фазовой скорости пропорционально третьей, а обратной длины затухания — шестой степени частоты волны. Проведен численный расчет обратной длины затухания.

PACS: 43.20.Jr, 43.20.Nq, 43.20.Fn

1. Введение

При полировании оптических поверхностей диэлектрических материалов (например, в акустоэлектронике) наряду с шероховатостью поверхности образуется и так называемый структурно-нарушенный поверхностный слой, отличающийся своими свойствами от объемных характеристик и оказывающий существенное влияние на акустические свойства материала и динамику поверхностных акустических волн (ПАВ) различных поляризаций. В настоящей работе рассматривается влияние структурно-нарушенного слоя на ПАВ сдвиговой горизонтальной (SH) поляризации (плоскость поляризации лежит в плоскости поверхности, а вектор поляризации перпендикулярен направлению распространения). Следует заметить, что волны SH-поляризации существуют не всегда, а лишь при определенных условиях. В частности, они не могут существовать на плоской поверхности однородного изотропного твердого тела и возникают за счет неоднородностей, располагающихся как по самой поверхности, так и вблизи нее. Что касается влияния шероховатости поверхности на распространение ПАВ SH-поляризации, то в литературе оно исследовано достаточно подробно [1–9]. При этом в работах [1–8] рассматривалась изотропная среда, а в [9] — анизотропная (гексагональный кристалл).

Исследованию влияния структурно-нарушенного слоя на динамику ПАВ SH-поляризации посвящена работа [10], в которой найдена дисперсия фазовой скорости волн SH-поляризации в направлении $[100]$ свободной поверхности Z -среза полубесконечного кубического кристалла. При этом предполагалось, что плотность массы и коэффициенты тензора модулей упругости зависят только от глубины нарушенного слоя. Изменение упругих свойств среды, обусловленное наличием структурно-

нарушенного слоя, описывается в [10] феноменологически — путем подбора гладких функций, спадающих в объеме.

В отличие от [10] в настоящей работе рассматривается распространение ПАВ SH-поляризации вдоль свободной поверхности гексагонального кристалла (Z -срез) со структурно-нарушенным поверхностным слоем, который аппроксимируется тонким изотропным слоем. При этом учитываются в произвольной форме как флуктуации плотности, так и флуктуации коэффициентов Ламэ. Кроме того, в отличие от [10] в настоящей работе используется модифицированный метод среднего поля [8], адаптированный в [11] для решения задач распространения ПАВ вдоль свободной поверхности изотропного твердого тела с учетом структурно-нарушенного слоя. Этот метод позволяет найти как дисперсию фазовой скорости, так и обратную длину затухания. Следует отметить также, что настоящая работа является логическим продолжением работы [12], в которой найдены дисперсия фазовой скорости и обратная длина затухания волн Рэлея на свободной поверхности гексагонального кристалла при наличии структурно-нарушенного поверхностного слоя.

2. Постановка задачи и решение

На поверхности полубесконечного гексагонального кристалла (Z -срез) лежит изотропный слой толщины d , граничащий с вакуумом. Кристалл рассматривается в приближении упругого континуума и характеризуется плотностью массы ρ и тензором модулей упругости $C_{\alpha\beta\mu\nu}^{(0)}$, а поверхностный слой — соответственно $\rho^{(1)}(\mathbf{x})$ и $C_{\alpha\beta\mu\nu}^{(1)}(\mathbf{x})$. Считается, что ось симметрии шестого

порядка гексагонального кристалла перпендикулярна поверхности. Кристалл занимает полупространство $x_3 > 0$. Предполагается, что толщина слоя мала по сравнению с длиной исследуемой волны $d \ll \lambda$. Требуется найти дисперсию фазовой скорости и обратную длину затухания ПАВ SH-поляризации.

В работе [12] показано, что для решения поставленной задачи в случае тонкого слоя, без ограничения общности, достаточно знать параметры слоя только на поверхности $x_3 = 0$. Нарушенный слой характеризуется случайными значениями плотности массы и коэффициентов Ламэ, поэтому выделим флуктуирующие значения этих величин $f_i(\mathbf{x})$:

$$\begin{aligned}\rho^{(1)}(\mathbf{x}) &= \rho_0(1 + f_1(\mathbf{x})), \\ \lambda(\mathbf{x}) &= \lambda_0(1 + f_2(\mathbf{x})), \\ \mu(\mathbf{x}) &= \mu_0(1 + f_3(\mathbf{x})).\end{aligned}\quad (1)$$

Обозначим $\mathbf{x}_{\parallel} = (x_1, x_2, 0)$ и будем считать, что

$$\begin{aligned}\langle f_i(\mathbf{x}_{\parallel}) \rangle &= 0, \\ \langle f_i(\mathbf{x}_{\parallel}) f_j(\mathbf{x}'_{\parallel}) \rangle &= \varepsilon_{ij} W_{ij}(|\mathbf{x}_{\parallel} - \mathbf{x}'_{\parallel}|), \\ W_{ij}(0) &= 1, \quad \varepsilon_{ij} \ll 1,\end{aligned}\quad (2)$$

где угловые скобки означают статистическое усреднение по всевозможным реализациям характеристик нарушенного слоя.

Будем также предполагать, что тонкий слой слабо неоднороден:

$$f_{\alpha}(\mathbf{x}_{\parallel}) \ll 1, \quad \alpha = 1, 2, 3. \quad (3)$$

Перейдем в (2) к Фурье-представлению

$$W_{ij}(|\mathbf{x}_{\parallel} - \mathbf{y}_{\parallel}|) = \int \frac{d^2k}{(2\pi)^2} \exp(i\mathbf{k}(\mathbf{x}_{\parallel} - \mathbf{y}_{\parallel})) g_{ij}(|\mathbf{k}|), \quad (4)$$

$$\langle f_i(\mathbf{k}) f_j(\mathbf{q}) \rangle = \varepsilon_{ij} g_{ij}(|\mathbf{k}|) (2\pi)^2 \delta(\mathbf{k} + \mathbf{q}), \quad (5)$$

где ε_{ij} — безразмерный коэффициент,

$$\mathbf{k} = (k_1, k_2, 0); \quad \mathbf{q} = (q_1, q_2, 0). \quad (6)$$

Здесь $g_{ij}(|\mathbf{k}|)$ — поверхностный структурный фактор, который в дальнейшем выбираем в гауссовом виде

$$g_{ij}(|\mathbf{k}|) = \pi a_{ij}^2 \exp\left(-\frac{\mathbf{k}^2 a_{ij}^2}{4}\right), \quad (7)$$

где a_{ij} — корреляционные радиусы неоднородностей слоя.

В работе [12] (см. формулу (24)) найдено Фурье-представление для поля смещения волн SH-поляризации решаемой задачи, усредненное по различным реализациям характеристик тонкого слоя. Поле смещения найдено во втором порядке малости по толщине структурно-

нарушенного слоя. Это выражение можно переписать в виде

$$\alpha_t(k|\omega) = r(k|\omega)k, \quad (8)$$

где $\alpha_t(k|\omega) = \sqrt{hk^2 - \rho\omega^2/c_{44}}$, если $hk^2 - \rho\omega^2/c_{44} \geq 0$; в остальных случаях $\alpha_t(k|\omega) = -i\sqrt{\rho\omega^2/c_{44} - hk^2}$; $r(k|\omega)$ — комплексная функция, пропорциональная глубине нарушенного слоя; c_{ij} — независимые коэффициенты тензора модулей упругости гексагональной подложки, ω — частота распространяющейся волны; h — константа (приведена в Приложении).

Решаем (8) методом последовательных приближений. При $r(k|\omega) = 0$ получаем $\alpha_t(k|\omega) = 0$, откуда следует решение для случая отсутствия нарушенного слоя

$$\rho\omega_{\text{SH}}^2 = c_{44}hk^2. \quad (9)$$

Это решение нефизическое, поскольку вещественная часть α_t определяет экспоненциальное затухание амплитуды волны в глубь среды. Подставляя (9) в (8), получаем дисперсионное соотношение

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_{\text{SH}}} = \frac{\omega - \omega_{\text{SH}}}{\omega_{\text{SH}}} = -\frac{r^2(k|\omega_{\text{SH}})}{2h}, \quad (10)$$

где $r = r_1 + ir_2$ (r_1 и r_2 — соответственно вещественная и мнимая части r).

Из анализа (10) следует, что ПАВ SH-поляризации существует, если

1) $r_1 > 0$ (амплитуда волны убывает в глубь подложки);

2) $r_2 \geq 0$ (амплитуда волны не растет при распространении вдоль поверхности).

Интегрируя $r(k|\omega)$ по углам и переходя к пределу $\omega \rightarrow \omega_{\text{SH}}$, получаем

$$\begin{aligned}r(k, \omega_{\text{SH}}) &= kd\chi_{\text{SH}} + (kd)^2 \frac{1}{4} \sum_{i,j=1}^3 \varepsilon_{ij} \xi_{ij}^2 \\ &\times \exp(-\xi_{ij}^2/4) (A_{\text{SH}}^{ij}(\xi_{ij}) + B_{\text{SH}}^{ij}(\xi_{ij}) + E_{\text{SH}}^{ij}(\xi_{ij})).\end{aligned}\quad (11)$$

Здесь

$$\chi_{\text{SH}} = \frac{\rho_0}{\rho} h - \frac{\mu_0}{c_{44}}, \quad (12)$$

$$A_{\text{SH}}^{ij}(\xi_{ij}) = \int_0^{\infty} d\eta \eta \frac{\exp(-\xi_{ij}^2 \eta^2/4)}{\alpha_{i3}(\eta) \sqrt{h}} H_{ij}(\eta), \quad (13)$$

$$\begin{aligned}B_{\text{SH}}^{ij}(\xi_{ij}) &= P \int_0^{\infty} d\eta \eta \exp(-\xi_{ij}^2 \eta^2/4) \\ &\times \left(\frac{\sqrt{x-1}(\tilde{\alpha}_{i1}(x) + \tilde{\alpha}_{i2}(x))}{\tilde{\alpha}_{im}(x) + \sqrt{x-1}(1-a_{1x})} \right) \Big|_{x=\frac{\eta^2}{h}} G_{ij}(\eta),\end{aligned}\quad (14)$$

символ P означает интегрирование в смысле главного значения Коши, а полюс находится в точке $\eta_0 = \sqrt{h/\varepsilon}$ и имеет значение $E_{\text{SH}}^{ij}(\xi_{ij})$; ρ — плотность массы гексагонального кристалла; $\xi_{ij} = ka_{ij}$; величины $E_{\text{SH}}^{ij}(\xi_{ij})$, $H_{ij}(\eta)$, $G_{ij}(\eta)$, α_{i3} , a_1 и $\tilde{\alpha}_{i1, i2, m}$ приведены в Приложении.

Комплексный сдвиг частоты делится на вещественную и мнимую части:

$$\Delta\omega(k) = v_1(k) - iv_2(k). \tag{15}$$

При этом $v_1(k)$ определяет дисперсию фазовой скорости, а мнимая часть $v_2(k)$ связана с обратной длиной затухания:

$$\frac{1}{l(k)} = 2k \frac{v_2(k)}{\omega_{SH}}. \tag{16}$$

В частном случае однородного слоя на поверхности гексагонального кристалла результат (10) аналитически совпадает с результатами работ [13,14].

3. Длинноволновой предел

В пределе длинных волн длина волны SH-поляризации λ велика по сравнению со всеми корреляционными радиусами неоднородностей a_{ij} , поэтому $\xi_{ij} = ka_{ij} \ll 1$.

Рассмотрим вещественную часть (11). Интегралы (13), (14) „набирают“ свое основное значение при $\xi_{ij}\eta = ka_{ij}\eta \approx 1$; следовательно, $\eta \gg 1$. Аргумент модифицированных функций Бесселя мал, поэтому

$$I_m(z) \approx \frac{1}{m!} \left(\frac{z}{2}\right)^m (1 + O(z)). \tag{17}$$

Мнимая часть интегралов равна нулю при $\eta > 1$ для (13) и $\eta > \sqrt{h} \approx 1$ для (14), поэтому для вычисления мнимой части следует под интегралами (13), (14) положить $\xi_{ij}\eta = 0$. В результате получаем

$$\text{Im}(r) = \frac{d^2k^4}{4} \sum_{i,j=1}^3 \varepsilon_{ij} a_{ij}^2 \text{Im}(A_{SH}^{ij}(0) + B_{SH}^{ij}(0) + E_{SH}^{ij}(0)). \tag{18}$$

Интегрирование в (13) достаточно проводить в интервале (0,1), а в (14) — в интервале (0, \sqrt{h}). Так как в этом случае все модифицированные функции Бесселя, кроме $I = 1$, равны нулю, сумма в (18) содержит только два слагаемых с $ij = 11$ и $ij = 33$. Для вещественной части r имеем

$$\begin{aligned} \text{Re}(r) = & \left(\frac{\rho_0}{\rho} h - \frac{\mu_0}{c_{44}}\right) kd + \frac{kd}{2} \frac{d}{a_{33}} \varepsilon_{33} \sqrt{\frac{\pi}{h}} \frac{\mu_0^2}{c_{44}^2} \\ & \times \left(1 - \frac{h}{a_1} (\sqrt{a_2 + b_2} + \sqrt{a_2 - b_2})\right), \end{aligned} \tag{19}$$

где величины a_2 и b_2 приведены в Приложении.

Из (18) и (19) следует, что дисперсия фазовой скорости пропорциональна k^3 , обратная длина затухания — k^6 .

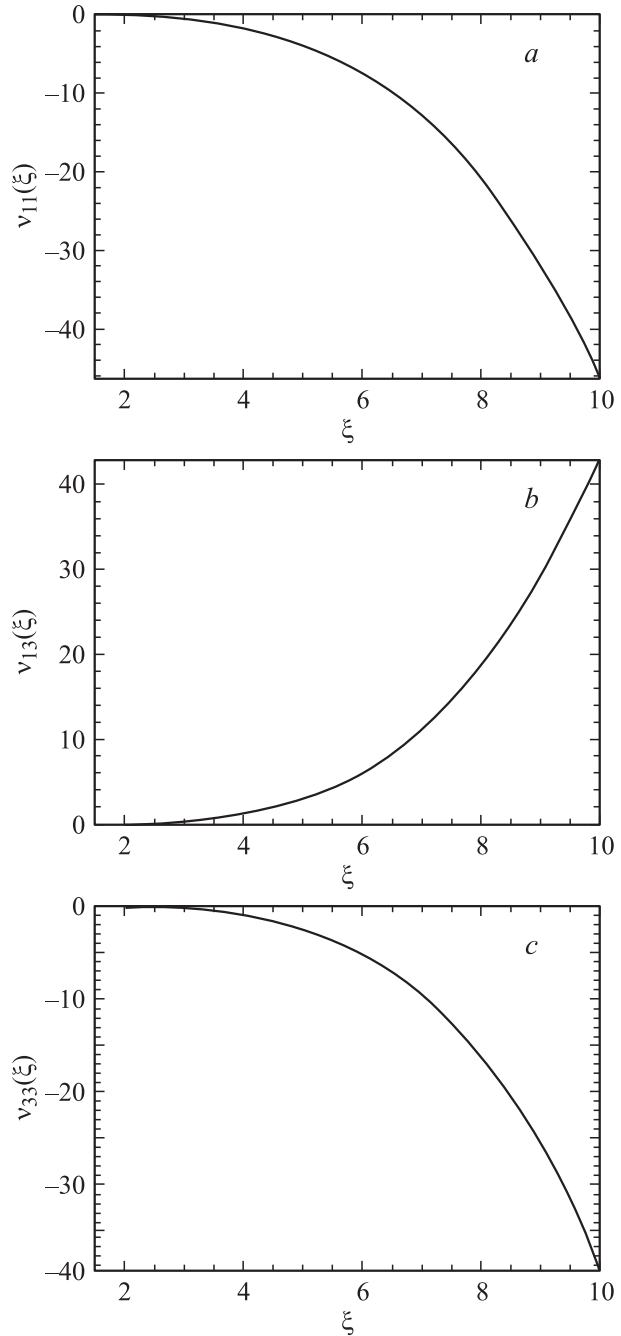
4. Численный расчет

Дисперсионное соотношение (15) содержит средние значения ρ_0, λ_0, μ_0 и по шесть независимых компонент ε_{ij} и a_{ij} , всего 15 параметров, характеризующих поверх-

ностный нарушенный слой. Мнимую часть $\Delta\omega$ для волн SH-поляризации можно записать в виде

$$\text{Im} \frac{\Delta\omega}{\omega_{SH}} = - \sum_{i,j=1}^3 \varepsilon_{ij} \frac{d^3}{a_{ij}^3} v_{ij}^{SH}(\xi_{ij}), \tag{20}$$

где $v_{ij}^{SH}(\xi_{ij})$ — безразмерные функции, симметричные по индексам ij и зависящие только от трех величин, характеризующих слой: ρ_0, λ_0, μ_0 , а $\xi_{ij} = ka_{ij}$ является



Графики безразмерных функций v_{ij} , характеризующих обратную длину затухания волн сдвиговой горизонтальной поляризации в структуре гексагональная подложка ZnO–изотропный слой ZnO.

переменной. В работе [15] предложен метод расчета упругих характеристик изотропного поликристалла по упругим характеристикам монокристалла. Взяв из [15] соответствующие параметры, можно построить графики функций $v_{ij}^{SH}(\xi_{ij})$, где отличные от нуля компоненты $ij = \{11, 13, 31, 33\}$. Функции $v_{ij}^{SH}(\xi_{ij})$ были рассчитаны для гексагональных сред, приведенных в [15]. В частности, на рисунке представлены графики безразмерных функций $v_{ij}^{SH}(\xi_{ij})$ для волн SH-поляризации в системе подложка ZnO с изотропным слоем ZnO. Все представленные на рисунке графики имеют сходную форму и различаются в основном знаком и амплитудой. Однако физической величиной является обратная длина затухания, для однозначного определения которой нужно знать еще 12 параметров.

Так как количество неизвестных параметров велико, имеет смысл рассмотреть упрощенную модель, когда флуктуирует только плотность, а коэффициенты Ламэ остаются постоянными. Тогда в (20) все $v_{ij}^{SH} \equiv 0$, кроме $v_{11}^{SH}(ka_{11})$, где a_{11} — характерный размер неоднородности в плоскости x_1x_2 . Таким образом, по сравнению с (20) остаются всего два свободных подгоночных параметра, характеризующих распределение неоднородностей в нарушенном слое: корреляционный радиус a_{11} и среднеквадратичная флуктуация плотности $\langle (f_1(\mathbf{x}_1))^2 \rangle^{1/2}$. Заметим, что эта упрощенная модель может оказаться полезной при исследовании параметров неоднородностей аморфных пленок.

5. Заключение

В работе исследовано влияние структурно-нарушенного поверхностного слоя гексагонального кристалла со свободной границей на распространение поверхностных акустических волн SH-поляризации с учетом флуктуаций характеристик нарушенного слоя — плотности и коэффициентов Ламэ. Структурно-нарушенный слой считается тонким по сравнению с длиной волны и изотропным, при этом никакие ограничения на его характеристики, за исключением гауссовской аппроксимации распределения неоднородностей в слое, не используются.

С помощью развития модифицированного метода среднего поля [11], примененного для решения задач распространения ПАВ вдоль свободной поверхности изотропного твердого тела с учетом структурно-нарушенного слоя, в аналитическом виде получены дисперсия фазовой скорости и обратная длина затухания во втором порядке малости по отношению толщины слоя к длине падающей волны. Статистическое распределение флуктуаций неоднородностей нарушенного слоя предполагалось гауссовым. В длинноволновом пределе, когда длина волны много больше всех корреляционных радиусов неоднородностей структурно-нарушенного слоя, получено, что дисперсия фазовой скорости для волн SH-поляризации пропорциональна третьей, а обратная длина затухания — шестой степени частоты.

Обратная длина затухания просчитана численно для гексагональных сред, приведенных в [15]. При этом следует отметить, что дисперсионное соотношение (10) содержит 15 параметров, характеризующих нарушенный слой.

Ввиду большого числа неизвестных параметров обсуждается упрощенная модель, когда в нарушенном слое меняется только плотность, а коэффициенты Ламэ остаются постоянными. Тогда остается всего два свободных параметра, характеризующих распределение неоднородностей в нарушенном слое: корреляционный радиус и среднеквадратичная флуктуация плотности. Отмечается, что такая модель может быть полезна при исследовании параметров неоднородностей аморфных пленок.

Приложение

Обозначения, используемые в настоящей работе:

$$h = \frac{c_{11} - c_{12}}{2c_{44}}, \quad (21)$$

$$E_{SH}^{ij}(\xi_{ij}) = -i\pi \text{Sign} \times \left(\frac{(1 - \varepsilon) \left(2 \frac{c_{33}}{c_{11}} \varepsilon \alpha_{t1} \alpha_{t2} + 2 - 3 \frac{c_{44}}{c_{11}} \varepsilon \right) + \varepsilon \left(1 - \frac{c_{44}}{c_{11}} \varepsilon \right)}{(1 - \varepsilon) \left(2a_1 \frac{c_{33}}{c_{11}} \varepsilon \alpha_{t1} \alpha_{t2} - \varepsilon \right) + \varepsilon \left(1 - \frac{c_{44}}{c_{11}} \varepsilon \right)} \right) \times \frac{c_{33}}{c_{11}} \frac{\alpha_{t1} \alpha_{t2} (1 - \varepsilon) (\alpha_{t1} + \alpha_{t2}) \sqrt{h} \exp\left(-\frac{\xi_{ij}^2 h}{4\varepsilon}\right)}{(1 - \varepsilon) \left(2a_1 \frac{c_{33}}{c_{11}} \varepsilon \alpha_{t1} \alpha_{t2} - \varepsilon \right) + \varepsilon \left(1 - \frac{c_{44}}{c_{11}} \varepsilon \right)} G_{ij}\left(\sqrt{\frac{h}{\varepsilon}}\right), \quad (22)$$

$$\tilde{\alpha}_m(x) = \frac{\tilde{\alpha}_{t1}(x) \tilde{\alpha}_{t2}(x)}{\sqrt{x - 1}}, \quad (23)$$

$$\begin{cases} \tilde{\alpha}_{t1}^2(x) = \frac{1}{2} (z + \sqrt{z^2 - 4y_2}); \\ \tilde{\alpha}_{t2}^2(x) = \frac{1}{2} (z - \sqrt{z^2 - 4y_2}); \\ z = \left(a_1 - 2 \frac{c_{13}}{c_{33}} \right) x - \left(1 + \frac{c_{44}}{c_{33}} \right); \\ y_2 = \frac{c_{11}}{c_{33}} (x - 1) \left(x - \frac{c_{44}}{c_{11}} \right), \end{cases} \quad (24)$$

$$\alpha_{t1,t2} = \tilde{\alpha}_{t1,t2} \left(\frac{1}{\varepsilon} \right), \quad (25)$$

$$\alpha_{t3}(\eta) = \begin{cases} \sqrt{\eta - 1}, & \eta \geq 1, \\ -i\sqrt{1 - \eta}, & \eta < 1, \end{cases} \quad (26)$$

$$\begin{cases} \left(1 - \frac{c_{44}}{c_{33}} \right) \varepsilon^3 + \left(\frac{c_{11}}{c_{33}} - 1 - 2a_1 \right) \varepsilon^2 + a_1 (2 + a_1) \varepsilon - a_1^2 = 0, \\ 0 < \varepsilon < \min(1, a_1), \quad a_1 = \frac{c_{11}c_{33} - c_{13}^2}{c_{33}c_{44}}, \end{cases} \quad (27)$$

$$G_{11}(\eta) = \left(\frac{\rho_0}{\rho} h \right)^2 (I_0 - I_2);$$

$$G_{13}(\eta) = -\frac{\rho_0}{\rho} h \eta \frac{\mu_0}{c_{44}} (I_1 - I_3), \quad (28)$$

$$G_{31}(\eta) = G_{13}(\eta); \quad G_{33}(\eta) = \eta^2 \left(\frac{\mu_0}{c_{44}} \right)^2 (I_0 - I_4), \quad (29)$$

$$H_{11}(\eta) = \left(\frac{\rho_0}{\rho} h \right)^2 (I_0 + I_2), \quad (30)$$

$$H_{13}(\eta) = -\frac{\rho_0}{\rho} h \eta \frac{\mu_0}{c_{44}} (I_1 + I_3); \quad H_{31}(\eta) = H_{13}(\eta), \quad (31)$$

$$H_{33}(\eta) = \eta^2 \left(\frac{\mu_0}{c_{44}} \right)^2 (I_0 + I_4). \quad (32)$$

Остальные элементы матриц $H(\eta)$ и $C(\eta)$ равны нулю,

$$I_n = I_n \left(\frac{\xi_{ij}^2 \eta}{2} \right), \quad (33)$$

где $I_n(x)$ — модифицированная функция Бесселя,

$$a_2 = \frac{a_1}{2} - \frac{c_{13}}{c_{33}}, \quad b_2 = \sqrt{a_2^2 - \frac{c_{11}}{c_{33}}}. \quad (34)$$

Список литературы

- [1] O.H. Duparc, A.A. Maradudin. *J. Electr. Spectr. Rel. Phen.* **30**, 145 (1983).
- [2] A.A. Bulgakov, S.I. Khankina. *Solid State Commun.* **44**, 1, 55 (1982).
- [3] X. Huang, A.A. Maradudin. *Phys. Rev. B* **36**, 15, 7827 (1987).
- [4] С.З. Дунин, Г.А. Максимов. Препринт МИФИ № 032-88 (1988).
- [5] A.A. Maradudin, X. Huang, A.P. Mayer. *J. Appl. Phys.* **70**, 1, 53 (1991).
- [6] A.P. Mayer, W. Zierau, A.A. Maradudin. *J. Appl. Phys.* **69**, 4, 1942 (1991).
- [7] B. Djafari-Rouhani, A.A. Maradudin. *J. Appl. Phys.* **65**, 11, 4245 (1989).
- [8] V.V. Kosachev, A.V. Shchegrov. *Ann. Phys. (N.Y.)* **240**, 2, 225 (1995).
- [9] В.В. Косачёв, Ю.Н. Гандурин, К.В. Барсуков. *ФТТ* **46**, 10, 1886 (2004).
- [10] A.A. Maradudin. In: *Nonequilibrium phonon dynamics* / Ed. W.E. Bron. Plenum, N.Y. (1985). P. 456.
- [11] V.V. Kosachev. *V. Int. Symp. on surface waves in solid and layered structures. St. Petersburg* (1998). P. 107.
- [12] В.В. Косачёв, Ю.Н. Гандурин. *ФТТ* **50**, 4, 751 (2008).
- [13] V.R. Velasco, O.H. Duparc, B. Djafari-Rouhani. *Surf. Sci.* **114**, 2/3, 574 (1982).
- [14] V.V. Kosachev, A.V. Schegrov. *Solid State Commun.* **93**, 8, 701 (1995).
- [15] O.L. Anderson. *Phys. Acoust. B* **3**, 80 (1965).