

УДК 539.3:534.1

©2011. Н.В. Жоголева

ВТОРЫЕ ГАРМОНИКИ НЕЛИНЕЙНЫХ МОНОХРОМАТИЧЕСКИХ ВОЛН СТОУНЛИ У ПОВЕРХНОСТИ КОНТАКТА АНИЗОТРОПНЫХ ПОЛУПРОСТРАНСТВ

В рамках модели геометрически и физически нелинейного деформирования анизотропных упругих сред кубической системы, базирующей на представлениях упругого потенциала с квадратичными и кубическими членами по деформациям и на основе методики разложения функции волновых смещений по малому параметру в виде акустического числа Маха, построены аналитические представления нелинейных вторых гармоник монохроматических упругих волн Стоунли для волновода в виде идеально контактирующих разнотипных монокристаллических полупространств класса m3m кубической системы. В рамках численно-аналитических исследований нелинейных волновых эффектов проанализированы амплитудно-частотные характеристики волновых перемещений во вторых гармониках для волновода, образуемого полупространствами из монокристаллов BaF_2 и Ge . Используемый в работе подход ранее применен в работах для анализа нелинейных ангармонических возмущений в волнах Лява, а также в сдвиговых волнах, локализованных в кристаллическом слое между кристаллическими полупространствами.

Ключевые слова: составные анизотропные тела, гармонические волны, волны Стоунли, геометрическая и физическая нелинейность, вторые гармоники.

1. Постановка задачи. Рассматривается волноводная структура, которая отнесена к системе нормированных прямоугольных координат $Ox_1x_2x_3$ и составлена из двух идеально контактирующих полупространств, занимающих области $V_1 = \{-\infty < x_1, x_2 < \infty, -\infty < x_3 < 0\}$ и $V_2 = \{-\infty < x_1, x_2 < \infty, 0 < x_3 < \infty\}$. Физико-механические свойства компоненты V_p волновода характеризуются матричными упругими постоянными второго порядка $c_{ij}^{(p)}$ и третьего порядка $c_{ijk}^{(p)}$, а также плотностью $\rho^{(p)}$. Кристаллографические направления компонент V_p являются коллинеарными. Для анализа нелинейных ангармонических эффектов при распространении локализованных волн Стоунли вдоль координатного направления Ox_1 у поверхности контакта V_1 и V_2 используется модель физически и геометрически нелинейного динамического деформирования упругих монокристаллических материалов класса m3m кубической системы, базирующаяся на представлениях упругих потенциалов U_p и нелинейных компонент тензоров $\varepsilon_{ij}^{(p)}$ механических деформаций для тел V_p в тензорной форме

$$U_p = \frac{1}{2}c_{jqrk}^{(p)}\varepsilon_{jq}^{(p)}\varepsilon_{rk}^{(p)} + \frac{1}{6}c_{jqrklm}^{(p)}\varepsilon_{jq}^{(p)}\varepsilon_{rk}^{(p)}\varepsilon_{lm}^{(p)} \quad (j, k, l, m, q, r = \overline{1, 3}), \quad (1)$$

$$\varepsilon_{jk}^{(p)} = \frac{1}{2}(u_{l,k}^{(p)} + u_{k,j}^{(p)} + u_{l,j}^{(p)}u_{l,k}^{(p)}), \quad (2)$$

в которых u_l компоненты векторов волновых упругих перемещений.

Отнесенные к нормирующему амплитудному параметру безразмерные компоненты тензоров механических напряжений $\sigma_{jd}^{(p)}$ представляются в виде сумм линейных

составляющих $\sigma_{jd}^{(p,l)}$ и нелинейных возмущений $\sigma_{jd}^{(p,n)}$, то есть

$$\sigma_{jd}^{(p)} = \sigma_{jd}^{(p,l)} + \sigma_{jd}^{(p,n)},$$

где

$$\sigma_{jd}^{(p,l)} = c_{jdrk}^{(p)} u_{r,k}^{(p)}, \quad (3)$$

$$\sigma_{jd}^{(p,n)} = \frac{1}{2} c_{jdrk}^{(p)} u_{l,r}^{(p)} u_{l,k}^{(p)} + c_{pdrk}^{(p)} u_{j,p}^{(p)} u_{r,k}^{(p)} + \frac{1}{2} c_{jdrklm}^{(p)} u_{r,k}^{(p)} u_{l,m}^{(p)}.$$

Уравнения движения для рассматриваемых монокристаллических тел V_p при отсутствии объемных сил соответственно можно представить в тензорной форме

$$\rho^{(p)} \ddot{u}_j^{(p)} - \sigma_{jd,d}^{(p,l)} = \sigma_{jd,d}^{(p,n)} \quad (j = \overline{1,3}). \quad (4)$$

В работе применяется методика последовательных приближений [1-2] для отыскания малых нелинейных ангармонических возмущений $u_j^{(p,n)}$ в представлении комплексных функций волновых упругих смещений

$$u_j^{(p)} = u_j^{(p,l)} + u_j^{(p,n)}, \quad (5)$$

где $|u_j^{(p,n)}| \sim \delta |u_j^{(p,l)}|$, а в качестве малого параметра δ выступает акустическое число Маха.

Таким образом, определение комплексных функций волновых упругих перемещений в рассматриваемом случае сводится к однородной спектральной краевой задаче для составляющих $u_1^{(p,l)}(x_1, x_3, t)$, $u_3^{(p,l)}(x_1, x_3, t)$ линейных локализованных волн Стоунли

$$\rho^{(p)} u_j^{(p,l)} - c_{jdrk}^{(p)} u_{r,dk}^{(p,l)} = 0 \quad (j = \overline{1,3}); \quad (6)$$

$$(\sigma_{3j}^{(1,l)})_{x_3=0} = (\sigma_{3j}^{(2,l)})_{x_3=0}, \quad (u_j^{(1,l)})_{x_3=0} = (u_j^{(2,l)})_{x_3=0}, \quad (7)$$

$$|u_j^{(p,l)}| \rightarrow x_3 \rightarrow -\infty,$$

а также неоднородной краевой задаче для определения комплексных функций напряженности $\vec{u}^{(p,n)}$ нелинейных ангармонических возмущений (вторых гармоник локализованных волн Стоунли), включающей систему неоднородных уравнений

$$\rho^{(p)} \ddot{u}_j^{(p,n)} - c_{jdrk}^{(p)} u_{r,dk}^{(p,n)} = c_{jdrk}^{(p)} u_{q,dk}^{(p,l)} u_{q,r}^{(p,l)} + \quad (8)$$

$$+ c_{bdrk}^{(p)} (u_{j,db}^{(p,l)} u_{r,k}^{(p,l)} + u_{r,dk}^{(p,l)} u_{j,b}^{(p,l)}) + c_{jdrkqm}^{(p)} u_{r,dk}^{(p,l)} u_{q,m}^{(p,l)} \quad (j = \overline{1,3})$$

и краевые условия на границе $x_3 = 0$ контакта компонент V_p

$$u_j^{(2,n)} = u_j^{(1,n)}, \quad (9)$$

$$(\sigma_{3j}^{(1,l)})_{\vec{u}^{(1)}=\vec{u}^{(1,n)}} + (\sigma_{3j}^{(1,n)})_{\vec{u}^{(1)}=\vec{u}^{(1,l)}} = (\sigma_{3j}^{(2,l)})_{\vec{u}^{(2)}=\vec{u}^{(2,n)}} + (\sigma_{3j}^{(2,n)})_{\vec{u}^{(2)}=\vec{u}^{(2,l)}} \quad (i = \overline{1,3}).$$

При решении спектральной задачи (6), (7) получены представления комплексных функций волновых перемещений $u_j^{(p,l)}$ ($j = 1; j = 3$) для линейных локализованных волн (в компоненте V_p) с нормированным безразмерным амплитудным параметром $u_p^{(0)}$, имеющие вид:

$$u_1^{(p,l)} = u_p^{(0)} e^{-i(\omega t - kx_1)} (A_1^{(p)} e^{(\alpha_1^{(p)} x_3)} + B_1^{(p)} e^{(\alpha_2^{(p)} x_3)}), \quad (10)$$

$$u_3^{(p,l)} = u_p^{(0)} e^{-i(\omega t - kx_1)} (A_3^{(p)} e^{(\alpha_1^{(p)} x_3)} + B_3^{(p)} e^{(\alpha_2^{(p)} x_3)}).$$

Представления (10) далее используются в задаче поиска соответствующих нелинейных ангармонических возмущений. В развернутой тензорной форме соотношения неоднородной граничной задачи (8), (9) относительно компонент комплексного вектора напряженности вторых гармоник локализованных волн Стоунли для компоненты V_p в рассматриваемой структуре имеют вид:

$$\begin{aligned} \rho^{(p)} \ddot{u}_1^{(p,n)} - c_{11}^{(p)} u_{1,11}^{(p,n)} - c_{44}^{(p)} u_{1,33}^{(p,n)} - \Delta_8^{(p)} u_{3,31}^{(p,n)} = \Delta_1^{(p)} u_{1,1}^{(p,l)} u_{1,11}^{(p,l)} + \Delta_2^{(p)} (u_{1,1}^{(p,l)} u_{1,33}^{(p,l)} + 2u_{1,3}^{(p,l)} u_{1,31}^{(p,l)}) + \\ + \Delta_3^{(p)} (u_{1,3}^{(p,l)} u_{3,33}^{(p,l)} + u_{3,1}^{(p,l)} u_{3,11}^{(p,l)} + u_{3,3}^{(p,l)} u_{1,33}^{(p,l)}) + \Delta_4^{(p)} (u_{1,3}^{(p,l)} u_{3,11}^{(p,l)} + u_{3,1}^{(p,l)} u_{3,33}^{(p,l)} + u_{3,1}^{(p,l)} u_{1,31}^{(p,l)}) + \\ + (\Delta_4^{(p)} + \Delta_5^{(p)}) (u_{1,1}^{(p,l)} u_{3,31}^{(p,l)} + u_{3,3}^{(p,l)} u_{3,31}^{(p,l)}) + \Delta_5^{(p)} u_{3,3}^{(p,l)} u_{1,11}^{(p,l)}, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \rho^{(p)} \ddot{u}_3^{(p,n)} - c_{11}^{(p)} u_{3,33}^{(p,n)} - c_{44}^{(p)} u_{3,11}^{(p,n)} - \Delta_8^{(p)} u_{1,13}^{(p,n)} = \Delta_1^{(p)} u_{3,3}^{(p,l)} u_{3,33}^{(p,l)} + \Delta_2^{(p)} (u_{3,3}^{(p,l)} u_{3,11}^{(p,l)} + 2u_{3,1}^{(p,l)} u_{3,13}^{(p,l)}) + \\ + \Delta_3^{(p)} (u_{3,1}^{(p,l)} u_{1,11}^{(p,l)} + u_{1,3}^{(p,l)} u_{1,33}^{(p,l)} + u_{1,1}^{(p,l)} u_{3,11}^{(p,l)}) + \Delta_4^{(p)} (u_{3,1}^{(p,l)} u_{1,33}^{(p,l)} + u_{1,3}^{(p,l)} u_{1,11}^{(p,l)} + u_{1,3}^{(p,l)} u_{3,13}^{(p,l)}) + \\ + (\Delta_4^{(p)} + \Delta_5^{(p)}) (u_{3,3}^{(p,l)} u_{1,13}^{(p,l)} + u_{1,1}^{(p,l)} u_{1,13}^{(p,l)}) + \Delta_5^{(p)} u_{1,1}^{(p,l)} u_{3,33}^{(p,l)}. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} c_{44}^{(1)} (u_{1,3}^{(1,n)} + u_{3,1}^{(1,n)})_{x_3=0} - c_{44}^{(2)} (u_{1,3}^{(2,n)} + u_{3,1}^{(2,n)})_{x_3=0} = (\Delta_2^{(2)} u_{3,1}^{(2,l)} u_{3,3}^{(2,l)} + \Delta_3^{(2)} u_{1,1}^{(2,l)} u_{3,1}^{(2,l)} + \\ + \Delta_4^{(2)} (u_{1,1}^{(2,l)} u_{1,3}^{(2,l)} + u_{1,3}^{(2,l)} u_{3,3}^{(2,l)}))_{x_3=0} - (\Delta_2^{(1)} u_{3,1}^{(1,l)} u_{3,3}^{(1,l)} + \Delta_3^{(1)} u_{1,1}^{(1,l)} u_{3,1}^{(1,l)} + \\ + \Delta_4^{(1)} (u_{1,1}^{(1,l)} u_{1,3}^{(1,l)} + u_{1,3}^{(1,l)} u_{3,3}^{(1,l)}))_{x_3=0}, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} (c_{12}^{(1)} u_{1,1}^{(1,n)} + c_{11}^{(1)} u_{3,3}^{(1,n)})_{x_3=0} - (c_{12}^{(2)} u_{1,1}^{(2,n)} + c_{11}^{(2)} u_{3,3}^{(2,n)})_{x_3=0} = \frac{1}{2} (\Delta_1^{(2)} (u_{3,3}^{(2,l)})^2 + \Delta_2^{(2)} (u_{3,1}^{(2,l)})^2 + \\ \Delta_3^{(2)} (u_{1,3}^{(2,l)})^2 + 2\Delta_4^{(2)} u_{1,3}^{(2,l)} u_{3,1}^{(2,l)} + \Delta_5^{(2)} (u_{1,1}^{(2,l)})^2 + 2u_{1,1}^{(2,l)} u_{3,3}^{(2,l)}))_{x_3=0} - \frac{1}{2} (\Delta_1^{(1)} (u_{3,3}^{(1,l)})^2 + \\ + \Delta_2^{(1)} (u_{3,1}^{(1,l)})^2 + \Delta_3^{(1)} (u_{1,3}^{(1,l)})^2 + 2\Delta_4^{(1)} u_{1,3}^{(1,l)} u_{3,1}^{(1,l)} + \Delta_5^{(1)} (u_{1,1}^{(1,l)})^2 + 2u_{1,1}^{(1,l)} u_{3,3}^{(1,l)}))_{x_3=0}, \end{aligned}$$

$$(u_j^{(1,n)})_{x_3=0} - (u_j^{(3,n)})_{x_3=0} = 0 \quad (j = \overline{1,3}).$$

В соотношениях (12), (13) использованы обозначения:

$$\Delta_1^{(p)} = 3c_{11}^{(p)} + c_{111}^{(p)}, \quad \Delta_2^{(p)} = c_{12}^{(p)} + 2c_{44}^{(p)} + c_{155}^{(p)}, \quad \Delta_3^{(p)} = c_{11}^{(p)} + c_{155}^{(p)},$$

$$\Delta_4^{(p)} = c_{44}^{(p)} + c_{155}^{(p)}, \quad \Delta_5^{(p)} = c_{12}^{(p)} + c_{112}^{(p)}, \quad \Delta_6^{(p)} = c_{44}^{(p)} + c_{456}^{(p)},$$

$$\Delta_7^{(p)} = c_{12}^{(p)} + c_{144}^{(p)}, \quad \Delta_8^{(p)} = c_{12}^{(p)} + c_{44}^{(p)}.$$

Структура краевой задачи относительно $u_j^{(n)}$ позволяет заключить, что вторыми гармониками линейных локализованных волн Стоунли априори будут волны $P-SV$ типа. Компоненты $u_j^{(p,n)}$ ($j = 1, j = 3$) комплексного вектора волновых перемещений во вторых гармониках определяются из краевой задачи (11), (12) в аналитической форме методами компьютерной алгебры на основе разработанного алгоритма. Они представляются в виде подчиняемой граничным условиям (12) суммы частного решения системы уравнений (11) общего решения соответствующей системы однородных уравнений.

Таким образом, компоненты вектор-функции волновых динамических перемещений во вторых гармониках локализованных волн Стоунли в итоге имеют представления:

$$\begin{aligned} u_q^{(p,n)} = & (u^{(0)})^2 (\beta_q^{(p)} \exp((\alpha_1^{(p)} + \alpha_2^{(p)})x_3) + (\chi_{q1}^{(p)} x_3 + \chi_{q2}^{(p)}) \exp(2\alpha_1^{(p)} x_3) + \\ & + (\varphi_{q1}^{(p)} x_3 + \varphi_{q2}^{(p)}) \exp(2\alpha_2^{(p)} x_3) + \mu_{q1}^{(p)} \exp(\gamma_1^{(p)} x_3) + \mu_{q2}^{(p)} \exp(\gamma_2^{(p)} x_3)) \exp(-2i(\omega t - kx_1)) \\ & (p = \overline{1, 2}), \quad q \in \{1, 3\}. \end{aligned} \quad (13)$$

Они содержат коэффициенты $\mu_{qj}^{(p)}, \beta_q^{(p)}, \chi_{qj}^{(p)}, \varphi_{qj}^{(p)}$, которые получены в аналитической форме методами компьютерной алгебры и имеют крайне громоздкий вид.

Представления (13) являются основой для численных исследований различных характеристик нелинейных ангармонических возмущений волн Стоунли.

2. Численный анализ амплитудно-частотных эффектов для вторых гармоник. Численные исследования амплитудно-частотных зависимостей для функций перемещений в нелинейных вторых гармониках волн Стоунли проведены для волновода, образуемого идеально контактирующими полупространствами V_1 из монокристалла Ge и V_2 из монокристалла BaF_2 . Компоненты данного волновода характеризуются следующими независимыми физико-механическими постоянными:

$$\begin{aligned} c_{11}^{(1)} &= 12,92c_*, \quad c_{12}^{(1)} = 4,79c_*, \quad c_{44}^{(1)} = 6,7c_*, \\ c_{111}^{(1)} &= -71,0c_*, \quad c_{112}^{(1)} = -38,9c_*, \quad c_{123}^{(1)} = -1,8c_*, \quad c_{144}^{(1)} = -2,3c_*, \\ c_{456}^{(1)} &= -5,3c_*, \quad c_{155}^{(1)} = -29,2c_*, \quad \rho^{(1)} = 5,32\rho_*, \\ c_{11}^{(2)} &= 9,04c_*, \quad c_{12}^{(2)} = 4,06c_*, \quad c_{44}^{(2)} = 2,53c_*, \\ c_{111}^{(2)} &= -58,4c_*, \quad c_{112}^{(2)} = -29,9c_*, \quad c_{123}^{(2)} = -20,6c_*, \quad c_{144}^{(2)} = -12,1c_*, \\ c_{456}^{(2)} &= -2,71c_*, \quad c_{155}^{(2)} = -8,89c_*, \quad \rho^{(2)} = 4,893\rho_*. \end{aligned}$$

Здесь полагается $c_* = 10^{10} \text{ (N/m}^2\text{)}$ и $\rho_* = 10^3 \text{ (kg/m}^3\text{)}$.

В процессе анализа нелинейных волновых эффектов рассчитывались распределения нормированных амплитуд упругих смещений $|u_1^{(l)}/u^{(0)}|, |u_3^{(l)}/u^{(0)}|$ в линейных

волнах Стоунли и в их вторых гармониках $|u_1^{(n)}/(u^{(0)})^2|$, $|u_3^{(n)}/(u^{(0)})^2|$ по толщине волновода в интервале, включающем подобласть $x_3/R_* \in [-10; 0]$ полупространства V_1 и подобласть $x_3/R_* \in [0; 10]$ в полупространстве V_2 .

Рассчитанные распределения функций волновых упругих смещений в линейных волнах Стоунли с относительными длинами $\lambda/R_* = 15$, $\lambda/R_* = 17$ и $\lambda/R_* = 20$ представлены на рис.1.-рис.3, а соответствующие нормированные функции интенсивности их нелинейных ангармонических возмущений $|u_1^{(n)}/(u^{(0)})^2|$, $|u_3^{(n)}/(u^{(0)})^2|$ соответственно представлены на рис.4.-рис.6. Здесь λ – длина волны.

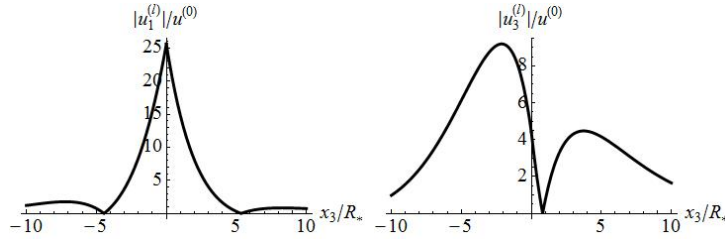


Рис. 1. Распределение нормированных значений $|u_1^{(l)}/u^{(0)}|$, $|u_3^{(l)}/u^{(0)}|$ при $\lambda/R_* = 15$

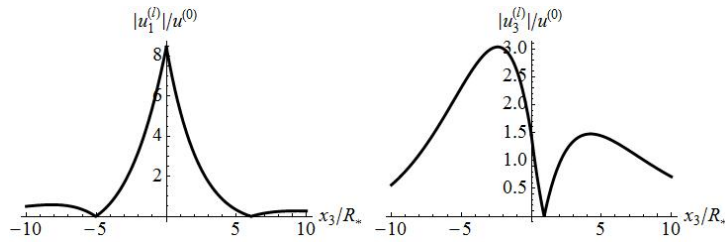


Рис. 2. Распределение нормированных значений $|u_1^{(l)}/u^{(0)}|$, $|u_3^{(l)}/u^{(0)}|$ при $\lambda/R_* = 17$

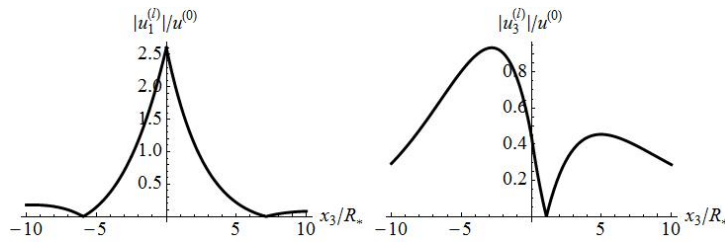


Рис. 3. Распределение нормированных значений $|u_1^{(l)}/u^{(0)}|$, $|u_3^{(l)}/u^{(0)}|$ при $\lambda/R_* = 20$

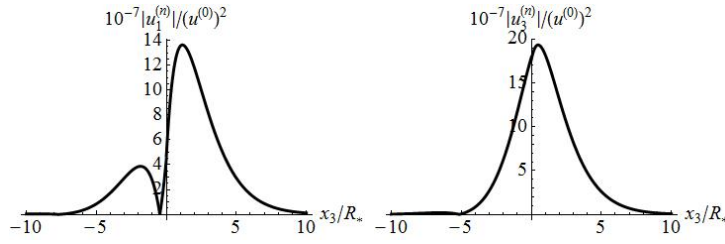


Рис. 4. Распределение нормированных значений $|u_1^{(n)}|/(u^{(0)})^2$, $|u_3^{(n)}|/(u^{(0)})^2$ при $\lambda/R_* = 15$

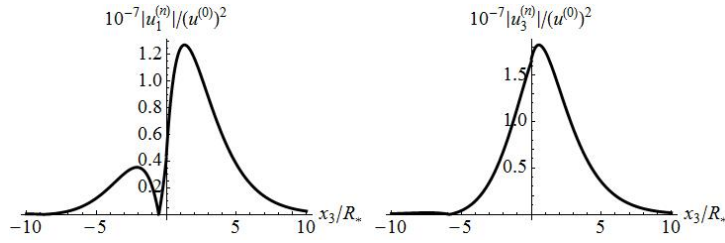


Рис. 5. Распределение нормированных значений $|u_1^{(n)}|/(u^{(0)})^2$, $|u_3^{(n)}|/(u^{(0)})^2$ при $\lambda/R_* = 17$

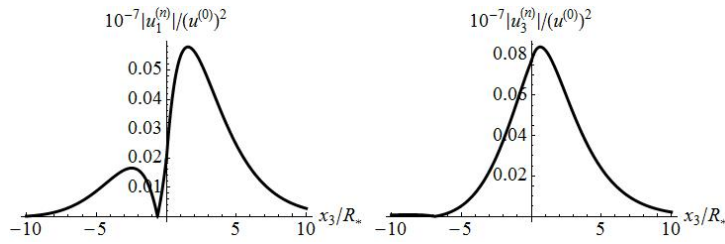


Рис. 6. Распределение нормированных значений $|u_1^{(n)}|/(u^{(0)})^2$, $|u_3^{(n)}|/(u^{(0)})^2$ при $\lambda/R_* = 20$

Одним из свойств указанных распределений для линейных волн Стоунли является постепенное уменьшение относительной амплитуды с ростом относительной длины волны. Для $u_1^{(l)}/u^{(0)}$ максимальное значение при указанных λ достигается на поверхности контакта полупространств. Поведение $u_3^{(l)}/u^{(0)}$ для областей V_1 и V_2 значительно отличается по достигаемым максимальным значениям. В частности, при рассматриваемых λ в полупространстве из монокристалла BaF_2 достигаемый локальный максимум вдвое меньше соответствующего значения для полупространства германия. Области по толщине рассматриваемой волноводной структуры, в которых достигаются максимальные значения $|u_3^{(l)}/u^{(0)}|$, расположены приблизительно на расстоянии $\lambda/5$ от поверхности контакта полупространств. Рис.1-3 показывают, что в исследуемом диапазоне относительных длин линейных обобщенных волн Стоунли амплитудные формы распределений нормированных значений $u_1^{(l)}, u_3^{(l)}$ в незначительной мере зависят от параметра λ/R_* , но существенно различаются по абсолютной величине.

Характеризуя распределения интенсивностей волновых перемещений $u_1^{(n)}/(u^{(0)})^2, u_3^{(n)}/(u^{(0)})^2$ по координате Ox_3 во вторых гармониках локализованных волн Стоунли различной относительной длины, можно сделать следующие выводы. Для второй гармоники интенсивные перемещения $u_1^{(n)}/(u^{(0)})^2$ локализуются в полупространстве V_2 и достигают максимальных значений в зоне $x_3/R_* = 2$, что соответствует расстоянию двух относительных длин волны. Максимальная интенсивность перемещений $u_3^{(n)}/(u^{(0)})^2$ превышает аналогичную характеристику перемещений $u_1^{(n)}/(u^{(0)})^2$ и достигается в полупространстве V_2 вблизи плоскости контакта полупространств $x_3 = 0$.

1. Зарембо Л. К., Тимошенко В.И. Нелинейная акустика. – М.: МГУ, 1984. – 104 с.
2. Зарембо Л. К., Красильников В. А. Нелинейные явления при распространении упругих волн в твердых телах // УФН – 1970. – Т. 102, Вып. 4. – С. 549-586.
3. Жоголева Н.В. Комбинационные вторые гармоники нелинейных волн Лява в кристаллическом слое на кристаллическом полупространстве // Актуальные проблемы механики деформируемого твердого тела. Матер. VI Междунар. н.к. – Донецк : Юго-Восток, 2010. – С 149-153.
4. Сторожев В.И., Щербак Н.В. Анализ нелинейных ангармонических возмущений для упругих SH-волн, локализованных в кристаллическом слое между анизотропными полупространствами // Труды Института прикладной математики и механики. – Том 19. – 2009. – С. 234-243.
5. Сторожев В.И., Щербак Н.В. Нелінійні другі гармоніки узагальнених хвиль Лява в анізотропному шарі на анізотропному півпросторі // Вісник Донецького університету. Сер.А: Природничі науки. – 2008. – Вип.2 – С.75-80.
6. Сторожев В.И., Щербак Н.В. Нелинейные эффекты генерации высших гармоник упругих волн сдвига в слое между разнородными полупространствами // Наукові праці УкрНДМІ НАН України. Випуск 5 (частина 1) / Під заг. ред. А.В. Анциферова. – Донецьк, УкрНДМІ НАН України, 2009. – С. 258-266.
7. Сторожев В.И., Щербак Н.В. Энергетические характеристики нелинейных вторых гармоник поверхностных волн Лява в волноводе с кристаллическими компонентами кубической системы // Труды XI Международной конференции "Современные проблемы механики сплошной среды" (Ростов-на-Дону, 26-29 ноября 2007г.). – Ростов-на-Дону, 2007. – Т. 2. – С. 173-177.
8. Storozhev V.I., Shcherbak N. V. Nonlinear anharmonic effects for Love waves in structure "anisotropic layer on the anisotropic halfspace" // Works of the second international conference "Nonlinear Dynamics – 2007 Kharkov. – 2007. – P. 283-288.

N.V. Zhogoleva

Nonlinear monochromatic Stoneley wave second harmonics at the contact of the anisotropic halfspaces surface.

The model of geometrically and physically nonlinear anisotropic elastic cubic system solids deformation is used. It based on the elastic potential presentation with quadratic and cubic deformation members. The method of wave displacement function expansion in terms of small parameter (acoustic Mach number) is applied. The nonlinear second harmonics analytical representations for the monochromatic elastic Stoneley waves are built. The waveguide is two different type monocrystal halfspaces of $m3m$ class cubic system with the ideal contact between them. The wave displacement amplitude-frequency characteristics have been analyzed for the second harmonics for the case of BaF_2 and Ge monocrystal halfspaces. The method exploited in the work was used for the Love waves and for the localized in a crystal layer between two crystal halfspaces shear waves nonlinear anharmonic disturbances in previous works.

Keywords: *composited anisotropic bodies, harmonic waves, Stoneley waves, geometrical and physical nonlinearity, second harmonics.*

Н.В. Жоголева

Другі гармоніки нелінійних монохроматичних хвиль Стоунлі біля поверхні контакту анізотропних півпросторів.

У рамках моделі геометрично і фізично нелінійного деформування анізотропних пружних середовищ кубічної системи, що базується на зображеннях пружного потенціалу з квадратичними та кубічними членами по деформаціях, а також на основі методики розкладання функції хвильових зсувів за малим параметром у вигляді акустичного числа Маха, побудовано аналітичні зображення нелінійних других гармонік монохроматичних пружних хвиль Стоунлі для хвилеводу у вигляді ідеально контактуючих різнотипних монокристалічних півпросторів класу $m3m$ кубічної системи. У рамках чисельно-аналітичних досліджень нелінійних хвильових ефектів проаналізовано амплітудно-частотні характеристики хвильових переміщень у других гармоніках для хвилеводу, що утворюється з монокристалічних півпросторів BaF_2 і Ge . Підхід, що використовується в роботі, був раніше застосований для аналізу нелінійних ангармонічних збурень у хвилях Лява, а також у зсувних хвилях локалізованих у кристалічному шарі між кристалічними півпросторами.

Ключові слова: *складені анізотропні тіла, гармонічні хвилі, хвилі Стоунлі, геометрична та фізична нелінійність, другі гармоніки.*

Ин-т прикл. математики и механики НАН Украины, Донецк
zhogoleva.nadia@gmail.com

Получено 31.03.11