На рис. 5, 6 показаны зависимости относительной скорости V_2/V_T от параметров n и m ($V_T=\sqrt{\lambda/c_v\alpha_0}=c_1/\sqrt{n}$ - скорость распространения тепловой волны).

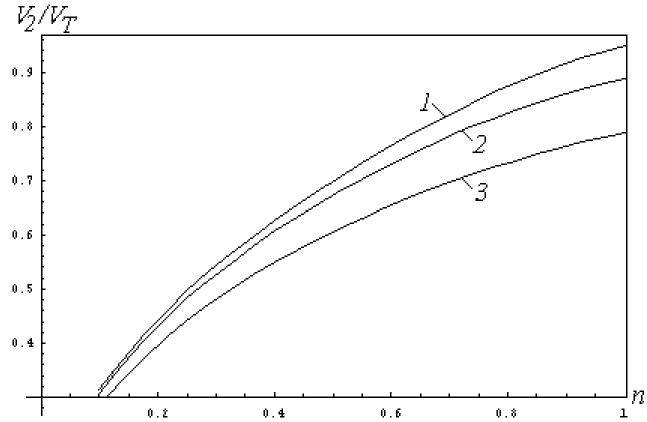

Рисунок 5 – Зависимость безразмерной скорости распространения поверхности разрыва V_2/V_T от параметра n при разных значениях параметра m: *1* - m =1; *2* - m =5; *3* - m =20.

Из рис. 5 и 6 следует, что скорость распространения термоупругой волны V_2 не превышает скорости распространения тепловых возмущений (считаем, что время релаксации теплового потока α_0 эквивалентно времени τ). С увеличением α_0 скорость V_2 также возрастает, причем кривые V_2/V_T незначительно отличаются друг от друга при разных значениях параметра m (рис. 5). При возрастании второго времени релаксации α скорость V_2 уменьшается, но для больших значений времени α_0 величина скорости V_2 мало изменяется по сравнению со скоростью распространения тепловых возмущений V_T (рис. 6).

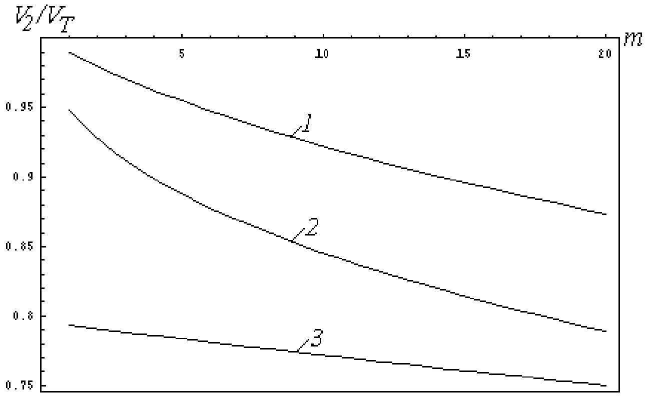

Рисунок 6 – Зависимость безразмерной скорости распространения поверхности разрыва V_2/V_T от параметра m при разных значениях параметра n: *1* - n =1; *2* - n =1.5; *3* - n =2.

В заключение отметим, что метод характеристик, развитый выше применительно к одномерным динамическим моделям теплопроводности, достаточно легко может быть перенесен на трехмерные случаи.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Энгельбрехт Ю.К. / / Изв. АН ЭССР. Сер. физ.-мат. наук. 1973. Т. 22, № 2. С. 188—195.
2. Иванов Ц., Энгельбрехт Ю.К. / / ИФЖ. 1978. Т. 35, № 2. С. 344—351.
3. Шашков А.Г., Бубнов В.А., Яновский С.Ю. Волновые явления теплопроводности: системно-структурный подход. Мн. 1993.
4. Смирнов В.И. Курс высшей математики. Т. IV, ч. 2. М. 1980.
5. Haddow J. B., Wegner J. L. Plane harmonic waves for three thermoelastic theories / / Math. And Mech. Solids. – 1996. – Vol. 1, № 1. – P. 111—127.

УДК 539.3

Мартыненко М.Д., Босяков С.М.

ПОСТРОЕНИЕ ТРЕХМЕРНЫХ ВОЛНОВЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ И ИХ СЕЧЕНИЙ В ДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ УПРУГОСТИ КУБИЧЕСКИ АНИЗОТРОПНЫХ СРЕД

ВВЕДЕНИЕ

Теория плоских упругих волн в анизотропных средах относится к достаточно хорошо изученным разделам механики деформируемых сред и акустики. Результаты исследований нашли свое отражение в известных работах [1—4], где при описании распространения упругих волн в анизотропных средах применялись различные поверхности, характеризующие волновой процесс (поверхности скоростей и обратных скоростей, волновые и лучевые поверхности). Однако в большинстве случаев анизотропии эти трехмерные поверхности построить не удается, поскольку соответствующие дисперсионные уравнения аналитически могут быть решены только для особых направлений или плоскостей (исключение составляют гексагонально-анизотропные среды) [4]. Данная работа в определенной степени компенсирует этот пробел в отношении кубически анизотропных сред.

ТРЕХМЕРНЫЕ ВОЛНОВЫЕ ПОВЕРХНОСТИ

Рассмотрим разрешающую систему уравнений движения кубически анизотропной упругой среды в отсутствие объемных сил:

$$\left(A_4\Delta+\varepsilon\partial_i^2\right)u_i+\left(A_2+A_4\right)\partial_i\sum_{k=1}^{3}\partial_k u_k=\rho\ddot{u}_i, \quad (1)$$

где $\vec{u}=\left(u_1,u_2,u_3\right)$ - вектор перемещений,

Мартыненко Михаил Дмитриевич. *Д.ф.-м.н., профессор каф. теоретической и прикладной механики Белорусского государственного университета.*
Беларусь, БГУ, 220050, г. Минск, пр. Ф. Скорины, 4.

$\varepsilon = A_1 - A_2 - 2A_4$, A_1, A_2, A_4 - постоянные упругости в основной кристаллографической системе координат, ρ - плотность среды, $\Delta = \partial_1^2 + \partial_2^2 + \partial_3^2$, $\partial_i = \dfrac{\partial}{\partial x_i}$, $i = \overline{1,3}$, точка обозначает дифференцирование по времени.

Уравнение характеристик для системы (1) имеет следующий вид [5]:

$$\left(A_4 g^2 - \rho p_0^2\right)^3 + (A_1 + A_4) g^2 \left(A_4 g^2 - \rho p_0^2\right)^2 + \\ + (A_1 + A_2)\varepsilon\left(A_4 g^2 - \rho p_0^2\right)\sum_{k \neq l = 1}^{3} p_k^2 p_l^2 + \\ + \varepsilon^2 (A_1 + A_4 + 2A_2) p_1^2 p_2^2 p_3^2 = 0. \qquad (2)$$

Здесь $p_0 = \dfrac{\partial Z}{\partial t}$, $p_k = \dfrac{\partial Z}{\partial x_k}$, $g^2 = \sum_{k=1}^{3} p_k^2$.

Уравнение для скорости распространения поверхности разрыва по направлению нормали к характеристической поверхности $V = p_0 / g$ получим из (2):

$$(A_4 - \rho V^2)^3 + (A_1 - A_4)(1 - \rho V^2)^2 + \\ + \varepsilon(A_1 + A_2)(1 - \rho V^2) m + \varepsilon^2 (A_1 + 2A_2 + A_4) n = 0, \qquad (3)$$

где $m = \sum_{i \neq j = 1}^{3} \cos^2\alpha_i \cos^2\alpha_j$, $n = \cos^2\alpha_1 \cos^2\alpha_2 \cos^2\alpha_3$, $\cos\alpha_i = p_i / g$ - направляющие косинусы нормали к поверхности характеристик, $i = \overline{1,3}$.

Запишем (3) в следующем виде

$$y^3 + py + q = 0, \qquad (4)$$

где $y = \left(3 + \bar{\varepsilon} + \bar{\sigma}\right)/3 - \bar{\rho} V^2$, $p = \bar{\varepsilon}(\bar{\varepsilon} + 2\bar{\sigma}) m - (\bar{\sigma} + \bar{\varepsilon})^2/3$, $\bar{\rho} = \rho / A_4$, $q = 2(\bar{\varepsilon} + \bar{\sigma})^3/27 - \bar{\varepsilon}(\bar{\varepsilon} + \bar{\sigma})(\bar{\varepsilon} + 2\bar{\sigma}) m/3 + \bar{\varepsilon}^3(\bar{\varepsilon} + 3\bar{\sigma}) n$, $\bar{\varepsilon} = \left(A_1 - A_2\right)/A_4 - 2$, $\bar{\sigma} = A_2 / A_4 + 1$.

Приведенное кубическое уравнение (4) имеет три действительных корня при неположительном дискриминанте $D = \left(q/2\right)^2 + \left(p/3\right)^3$. В этом случае скорости распространения упругих волн могут быть представлены в следующем виде:

$$V_k = \sqrt{\left(3 + \bar{\varepsilon} + \bar{\sigma} - 6\sqrt{-p/3}\cos\left(\Lambda_k/3\right)\right)/3\bar{\rho}}, \qquad (5)$$

$$\Lambda_k = \arccos\left(-q\sqrt{-\left(3/p\right)^3}/2\right) + 2\pi k, \quad k = \overline{1,3}.$$

Заметим, что для абсолютного большинства кубически анизотропных сред выполняется $D \leq 0$. Этот факт проверен нами численно на примере известных кубически анизотропных сред [6, 7] (исключение составляют материалы с отрицательным коэффициентом поперечной деформации, например, кристаллы пирита и некоторые сорта фанеры [8, 9]). Для направляющих косинусов нормали к характеристической поверхности, соответствующих осям симметрии четвертого и третьего порядка, два корня, определяющие скорости распространения поперечных волн, совпадают, в остальных случаях все три корня различны.

Формулы (5) позволяют не только рассчитать значения скоростей распространения упругих волн, но и построить поверхности обратных скоростей квазипродольных $\left(R_1 = V_1^{-1}\right)$ и квазипоперечных $\left(R_{2,3} = V_{2,3}^{-1}\right)$ волн. Среди них наибольший интерес представляют поверхности $R_{2,3}$, поскольку имеют особенности, которые свидетельствует о возникновении лакун на волновых поверхностях упругих волн. На рис. 1 представлены поверхности обратных скоростей для кубически анизотропного свинца с константами $A_1 = 46.6$ ГПа, $A_2 = 39.2$ ГПа, $A_4 = 14.4$ ГПа, $\rho = 11342$ кг/м^3.

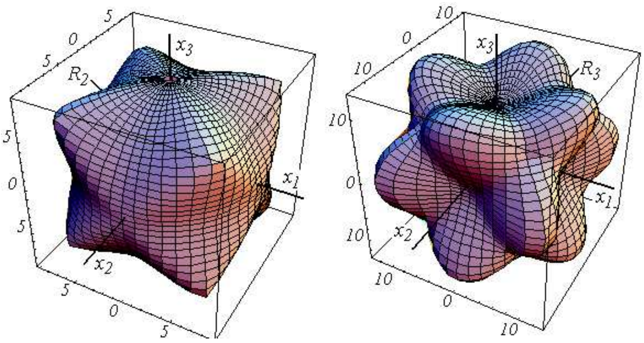

Рисунок 1 - Поверхности обратных скоростей $R_{2,3}$, $\times 10^{-3}$ $(м/с)^{-1}$.

Из рис. 1 следует, что обе поверхности обратных скоростей $R_{2,3}$ имеют как выпуклые, так и вогнутые участки, т.е. те особенности, которые согласно [3] указывают на возникновение лакун. Чтобы получить полное представление о количестве лакун и их формах, построим волновые поверхности квазипоперечных волн. Для этого из уравнения (2) выразим p_0:

$$p_0^{(k)} = \sqrt{\left(\left(3 + \bar{\varepsilon} + \bar{\sigma}\right) g^2 - 6\sqrt{-p^*/3}\cos\left(\Lambda_k^*/3\right)\right)/3\bar{\rho}}, \qquad (6)$$

где $p^* = \bar{\varepsilon}(\bar{\varepsilon} + 2\bar{\sigma}) m^* - (\bar{\sigma} + \bar{\varepsilon})^2 g^4/3$, $m^* = \sum_{i \neq j = 1}^{3} p_i^2 p_j^2$, $n^* = p_1^2 p_2^2 p_3^2$, $q^* = 2(\bar{\varepsilon} + \bar{\sigma})^3 g^6/27 - \bar{\varepsilon}(\bar{\varepsilon} + \bar{\sigma})(\bar{\varepsilon} + 2\bar{\sigma}) g^2 m^*/3 + \bar{\varepsilon}^3(\bar{\varepsilon} + 3\bar{\sigma}) n^*$, $\Lambda_k = \arccos\left(-q^*\sqrt{-\left(3/p^*\right)^3}/2\right) + 2\pi k$, $k = \overline{1,3}$.

Дифференцируя (6) по p_1, p_2 и p_3, после несложных преобразований получим:

$$\frac{\partial p^{(k)}}{\partial p_j}=\frac{1}{6\rho p_0^{(k)}}\left(2p_j\left(3+\bar{\varepsilon}+\bar{\sigma}\right)+\right.$$

$$+\sqrt{3}\left(\frac{1}{\sqrt{-p}}\frac{\partial p^*}{\partial p_j}\cos\Lambda_k+\frac{1}{3}\frac{\sqrt{4p^3}\sin\Lambda_k}{\sqrt{4p^3+27q^2}}\times\right.$$

$$\left.\left.\times\sqrt{-\left(\frac{3}{p}\right)^3}\left(\frac{\partial q^*}{\partial p_j}+\frac{9\sqrt{3}}{2}\frac{q}{p}\frac{\partial p^*}{\partial p_j}\right)\right)\right),\ j=\overline{1,3},$$

где $\dfrac{\partial p^*}{\partial p_j}=2\bar{\varepsilon}\left(\bar{\varepsilon}+\bar{\sigma}\right)p_j\left(g^2-p_j^2\right)-4\left(\bar{\varepsilon}+\bar{\sigma}\right)^2p_jg^2/3$,

$$\frac{\partial q^*}{\partial p_j}=4\left(\bar{\varepsilon}+\bar{\sigma}\right)^3/9-2\bar{\varepsilon}\left(\bar{\varepsilon}+\bar{\sigma}\right)\left(\bar{\varepsilon}+2\bar{\sigma}\right)\left(p_jm^*+\right.$$

$$\left.+g^2p_j\left(g^2-p_j^2\right)\right)/3+2n^*\bar{\varepsilon}^2\left(\bar{\varepsilon}+3\bar{\sigma}\right)/p_j\ .$$

Разделим числитель и знаменатель (2.42) на g:

$$\frac{\partial p_0^{(k)}}{\partial p_j}=\frac{1}{6\rho V_k}\left(2\cos\alpha_j\left(3+\bar{\varepsilon}+\bar{\sigma}\right)+\right.$$

$$+\sqrt{3}\left(\frac{1}{\sqrt{-p}}p_j^*\cos\Lambda_k+\frac{1}{3}\frac{\sqrt{4p^3}\sin\Lambda_k}{\sqrt{4p^3+27q^2}}\times\right. \qquad (7)$$

$$\left.\left.\times\sqrt{-\left(\frac{3}{p}\right)^3}\left(q_j^*+\frac{9\sqrt{3}}{2}\frac{q}{p}p_j^*\right)\right)\right),$$

$$p_j^*=2\bar{\varepsilon}\left(\bar{\varepsilon}+\bar{\sigma}\right)\cos\alpha_j\left(1-\cos^2\alpha_j\right)-$$

$$-4\left(\bar{\varepsilon}+\bar{\sigma}\right)^2\cos\alpha_j/3,$$

$$q_j^*=4\left(\bar{\varepsilon}+\bar{\sigma}\right)^3/9-2\bar{\varepsilon}\left(\bar{\varepsilon}+\bar{\sigma}\right)\left(\bar{\varepsilon}+2\bar{\sigma}\right)\left(\cos\alpha_jm+\right.$$

$$\left.+\cos\alpha_j\left(1-\cos^2\alpha_j\right)\right)/3+$$

$$+2\bar{\varepsilon}^2\left(\bar{\varepsilon}+3\bar{\sigma}\right)\cos\alpha_j\left(m-\cos^2\alpha_j\left(1-\cos^2\alpha_j\right)\right).$$

Выражения для бихарактеристик $\left(x_1^{(k)},x_2^{(k)},x_3^{(k)}\right),\ k=\overline{1,3}$, запишем в следующем виде:

$$\frac{dx_j^{(k)}}{dt}=\frac{\partial p_0^{(k)}}{\partial p_j},\ k,j=\overline{1,3}. \qquad (8)$$

Правая часть (8) определяется выражениями (7) и не зависит от времени t, поэтому

$$x_j^{(k)}=\frac{\partial p_0^{(k)}}{\partial p_j}t,\ k,j=\overline{1,3}. \qquad (9)$$

Формулы (9) определяют координаты $x_j^{(k)},\ k,j=\overline{1,3}$ точек упругой среды, до которых к данному моменту времени t дошла энергия волнового возмущения. На рис. 2 показаны волновые поверхности $L_{2,3}$ квазипоперечных волн в момент времени $t=1$, распространяющихся в свинце.

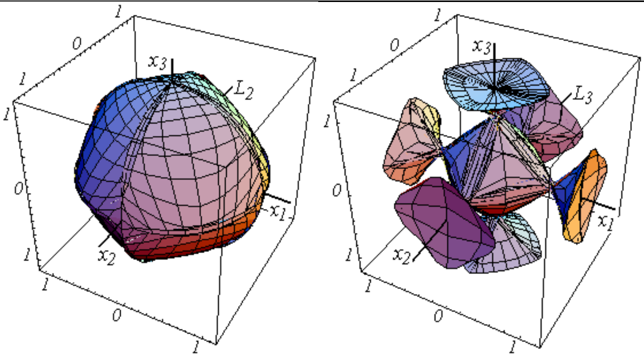

Рисунок 2 - Волновые поверхности $L_{2,3}$ квазипоперечных волн, *км/с*.

Рис. 2 показывает, что при распространении квазипоперечной волны L_2 возникают двенадцать лакун в виде узких полос, сходящихся у координатных осей, причем вблизи оси x_1 (или x_2) лакуны выглядят иначе, чем у оси x_3. Шесть лакун возникают при распространении квазипоперечной волны L_3, причем сами лакуны имеют вид конусов, осями которых являются оси координат. С точки зрения практических приложений важным представляется расчет количественных характеристик лакун, например, таких как телесный угол Y (содержащий лакуну, возникающую на поверхности L_3), вершина которого совпадает с началом системы координат. Результаты такого расчета для некоторых кубически анизотропных сред представлены в таблице.

Таблица - Значения телесных углов лакун.

Материал	серебро	золото	германий	медь	никель	свинец
Угол Y	0.583	0.498	0.085	0.660	0.448	0.781

Отметим, что построение поверхностей $L_{2,3}$ проведено в параметрической системе координат $x_1^{(k)}=x_1^{(k)}(u,v),\ x_2^{(k)}=x_2^{(k)}(u,v)$, $x_3^{(k)}=x_3^{(k)}(u,v),\ k=\overline{1,3}$ на основании формул (9), где $\cos\alpha_1=\cos u\cos v,\ \cos\alpha_2=\sin u\cos v$ и $\cos\alpha_3=\sin v$, построение поверхностей обратных скоростей $R_{2,3}$ выполнено в сферической системе координат (r,θ,φ), где принято $r=1$, $\cos\alpha_1=\sin\theta\cos\phi$, $\cos\alpha_2=\sin\theta\sin\phi$, $\cos\alpha_2=\cos\theta$. Некоторые погрешности в построении волновых поверхностей вызваны тем, что бихарактеристики (7) определены не для всех значений углов наклона нормали к характеристической поверхности. Так, для направлений осей симметрии четвертого $\left(\cos^2\alpha_1=1,\ \cos^2\alpha_2=\cos^2\alpha_3=0\right)$ и третьего порядка $\left(\cos^2\alpha_k=1/\sqrt{3},\ k=\overline{1,3}\right)$ выражения (7) не имеют смысла, так как происходит деление на ноль.

СЕЧЕНИЯ ВОЛНОВЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

С помощью (5) достаточно легко построить кривые обратных скоростей $R_{2,3}$ в любой плоскости системы координат (x_1,x_2,x_3), начало которой принадлежит этой плоскости, задавая соответствующим образом направляющие косинусы $\cos\alpha_k, k=\overline{1,3}$. Так, принимая в (5) $\cos\alpha_1 = 0$, $\cos\alpha_2 = \sin\alpha$, $\cos\alpha_3 = \cos\alpha$, получим формулы для скоростей распространения упругих волн в плоскости $x_1 = 0$. Кривые обратных скоростей для квазипоперечных волн в плоскости $x_1 = 0$ свинца показаны на рис. 3. Заметим, что аналогичный вид имеют кривые обратных скоростей в координатных плоскостях $x_{2,3} = 0$.

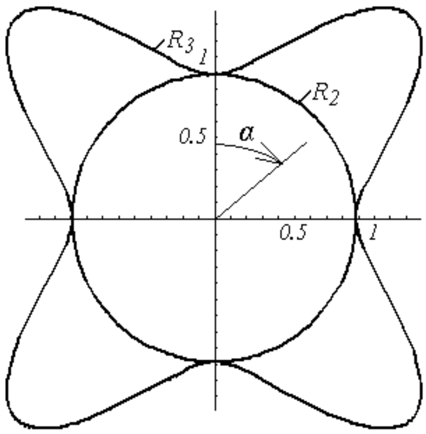

Рисунок 3 - Кривые обратных скоростей $R_{2,3}$ в плоскости $x_1 = 0$, $\times 10^{-3}$ (м/с)$^{-1}$.

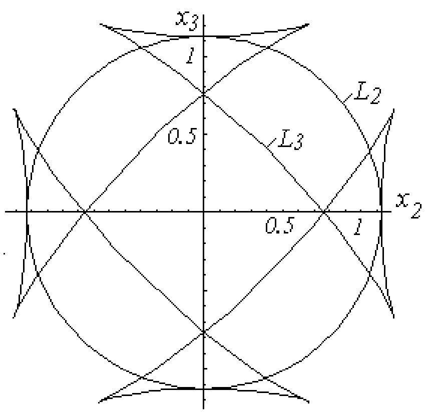

Рисунок 4 - Волновые фронты $L_{2,3}$ в плоскости $x_1 = 0$, $\times 10^3$ (м).

Кривая R_3 имеет особенности, описанные [3, 9], и указывающие на возникновение лакун на волновом фронте L_3 квазипоперечной волны. Так, в [3] (а также в [1]) описаны особенности кривой R_3, которые заключаются в существовании касательных, имеющих с R_3 две точки касания. В [9] проведен анализ особенностей кривых R_3 по точкам перегиба с позиций общей теории кривых четвертого порядка. Возникновение лакун происходит на волновом фронте в интервале углов касания [3] (то есть в тех координатных квадрантах, где находятся участки вогнутости [9]). Сечение волновой поверхности L_3 плоскостью $x_1 = 0$ в момент времени $t = 1$ показано на рис. 4. Кривая R_2 является окружностью и не обладает выше указанными особенностями (рис. 3), тем не менее, на волновом фронте L_2 в плоскости $x_1 = 0$ кубически анизотропного тела существуют лакуны (рис. 2). На волновом фронте L_2, который в плоскости $x_1 = 0$ кубически анизотропного тела является окружностью, точки ветвления волнового фронта отсутствуют (рис. 4), поскольку сечение проходит вдоль лакун. Для того, чтобы показать существование лакун на поверхности L_2, следует рассмотреть другие ее сечения. Однако исследования кривых обратных скоростей в плоскостях, не являющихся координатными плоскостями основной кристаллографической системы, крайне редки и носят единичный характер ввиду их сложности и громоздкости. Подобный анализ кривых обратных скоростей в плоскости $x_1' = 0$ $(x_2' = 0)$ системы координат (x_1', x_2', x_3) кубически анизотропного тела, повернутой около оси x_3 на 45^0 (поворот против часовой стрелки, если смотреть со стороны положительного направления оси x_3) проведен в [4]. Однако, полученные в [4, стр. 164] кривые обратных скоростей не являются сечением трехмерных поверхностей обратных скоростей $R_{2,3}$ плоскостью $x_2' = 0$, и не могут быть получены из $R_{2,3}$ никаким другим сечением. С помощью формул (5) можно получить кривые обратных скоростей сечением поверхности $R_{2,3}$ любой плоскостью, проходящей через начало координат основной кристаллографической системы (x_1, x_2, x_3). Так, на рис. 5 представлены кривые обратных скоростей $R_{2,3}$ плоскостью $x_1' = 0$, когда $\cos\alpha_1 = \cos\alpha_2 = \cos\alpha/\sqrt{2}$, $\cos\alpha_3 = \sin\alpha$.

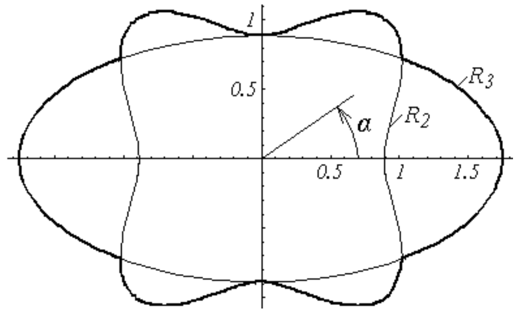

Рисунок 5 - Кривые обратных скоростей $R_{2,3}$ в плоскости $x_1' = 0$, $\times 10^{-3}$ (м/с)$^{-1}$ (кривая R_2 проведена тонкой линией).

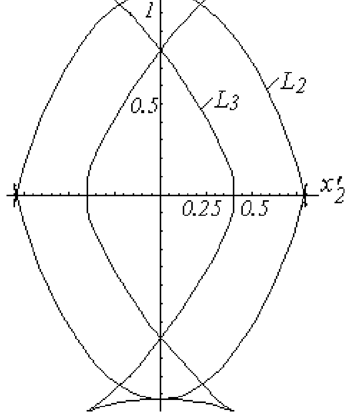

Рисунок 6 - Волновые фронты $L_{2,3}$ квазипоперечных волн в плоскости $x_1' = 0$, $\times 10^3$ (м).

Из рис. 5 следует, что как кривая R_2, так и кривая R_3 имеют особенности, которые указывают на возникновение лакун при распространении квазипоперечных волн, причем кривая R_3 для кубически анизотропных сред в литературе не описана. Количество точек перегиба (четыре точки перегиба) на R_3 не совпадает с количеством двойных точек касания касательных к R_3 (шесть пар точек касания). Поэтому, учитывая поверхности L_2 и L_3 (см. рис. 2), можно сказать, что один из подходов к анализу особенностей кривых обратных скоростей не всегда однозначно позволяет указать на существование лакун на волновом фронте.

Для построения волновых фронтов в плоскости $x_1' = 0$ применим формулы (9), подставив выше приведенные выражения для направляющих косинусов нормали к поверхности. Результат построения $L_{2,3}$ в момент времени $t = 1$ представлен на рис. 6. Как следует из рис. 6, волновые фронты L_2 и L_3 имеют по две лакуны, расположенные около осей x_2' и x_3 соответственно, причем плоский угол, содержащий лакуну на L_2, мал по сравнению с углом лакуны на L_3. Также отметим, что углы лакун на волновом фронте L_3 в плоскостях $x_1 = 0$ и $x_1' = 0$ не равны друг другу, то есть основание лакуны, возникающей на поверхности L_3 при распространении квазипоперечной волны не является окружностью (телесный угол Y касается лакуны в точках, лежащих в координатных плоскостях $x_i = 0,\ i = \overline{1,3}$).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Построения кривых обратных скоростей и сечений волновых фронтов квазипоперечных волн в анизотропных средах недостаточно для проведения полного анализа закономерностей и особенностей распространения упругих волн, тем более, что набор таких кривых ограничен количеством координатных плоскостей. Описанные в литературе особенности кривых обратных скоростей не всегда однозначно указывают на наличие лакун, и несут крайне мало информации о волновом фронте упругой волны. Выполненные выше построения поверхностей обратных скоростей и трехмерных волновых фронтов позволяют сформировать наглядные физико-механические представления о поведении волн в кубически анизотропных средах и получить те сечения волновых поверхностей, которые представляют исследовательский интерес. Также отметим, что визуализация волновых движений в кубически анизотропных упругих средах позволяет уточнить и дополнить классификацию кубически анизотропных сред [9, 10].

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Федоров Ф.И. Теория упругих волн в кристаллах. М. 1965.
2. Musgrave M.J.P. Crystal Acoustics. San-Francisco. 1970.
3. Петрашень Г. И. Распространение волн в анизотропных упругих средах. Л. 1980.
4. Дьелесан Э., Руайе Д. Упругие волны в твердых телах. Применение для обработки сигналов. М. 1982.
5. Скляр О. Н., Босяков С. М. // Материалы, технологии, инструменты. 2000. Т. 5. № 4. С. 26—28.
6. Современная кристаллография Т. IV. Физические свойства кристаллов. М. 1984.
7. Хантингтон Г. // УФН. 1961. Т. 74. № 3. С. 461—520.
8. Лехницкий С.Г. Теория упругости анизотропного тела. М. 1977.
9. Будаев В. С. // Известия АН СССР. МТТ 1978. № 3. С. 33—40.
10. Musgrave M. J., Payton R. G. // J. Elast. 1984. Vol.14. № 3. P. 269—285.

УДК 621.32:658.562

Овсянников Г.Н., Смаль А.С.

УТОЧНЁННАЯ ОЦЕНКА КАЧЕСТВА ЛАМП НАКАЛИВАНИЯ

Исходя из основных потребительских свойств источников света, в частности ламп накаливания (л.н.), оценка их качества согласно [1] можно представить в виде:

$$K = \frac{\Phi_V \cdot T}{P \cdot C} \qquad (1)$$

где Φ_V – световой поток; T – срок службы (час); P – мощность (Вт); C – стоимость изделия в условных единицах.

Анализ приведенного выражения показывает, что необходимы некоторые уточнения:

1. Обобщённый количественный критерий качества должен выражать конкретный физический смысл и учитывать потребительские свойства источника света. Из выражения (1) следует, что параметр мощности P косвенно учитывается в световом потоке Φ_V. Без показателя мощности оценка качества физически представляет количество световой энергии, полученной за время горения л.н., приходящееся на единицу затрат.

$$K = \frac{\Phi_V \cdot T}{C} \qquad (2)$$

2. Лучистый поток Φ_λ, как основной технологический и потребительский показатель, является функцией длины волны λ спектра излучения и воспринимается глазами только частично в диапазоне λ=(0,38–0,76) мкм. Функциональная зависимость воспринимаемого глазом светового потока, Φ_V,

$$\Phi_V = \Phi_\lambda \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} V_\lambda d\lambda = \Phi_\lambda K_\lambda,$$ где λ_1=380 мкм, λ_2=760 мкм,

принята Международной комиссией по освещению (МКО) в

Овсянников Герман Николаевич. *Доцент каф. автоматизации технологических процессов и производства Брестского государственного технического университета.*

Смаль Александр Сергеевич. *Ст. преподаватель каф. автоматизации технологических процессов и производства Брестского государственного технического университета.*

Беларусь, БГТУ, 224017, г. Брест, ул. Московская, 267.