

УДК 533.6

ПОВЕРХНОСТНЫЕ МАГНИТОУПРУГИЕ ВОЛНЫ РЭЛЕЯ
 ПРИ НАЛИЧИИ ПОПЕРЕЧНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

ДАНОЯН З. Н., СИМОНЯН А. М.

Задача распространения магнитоупругих волн Рэлея рассмотрена в работах [1—4]. Волны Рэлея для случая однокомпонентного магнитного поля рассмотрены в [1], где предполагается, что внешнее магнитное поле проникает в вакуум. Для двухкомпонентного магнитного поля волны Рэлея рассмотрены в работах [2, 4]. В [2] предполагается, что внешнее магнитное поле не может проникать в вакуум, вследствие чего на границе упругой среды возникает магнитное давление, приводящее к возникновению начальных напряжений. Окончательные уравнения и граничные условия работы [2], как отмечается в [4], получены в некорректном виде. В работе [4] рассматриваются двухпорциальные поверхностные волны в случае проникновения внешнего поля в вакуум, причем в граничных условиях не учитываются члены, связанные с напряжениями Максвелла в вакууме. В работе [3] исследуется поведение волн Рэлея в продольном магнитном поле с учетом магнитного давления.

В настоящей работе, учитывая влияние начальных напряжений, обусловленных действием магнитного давления, исследуется существование поверхностных волн Рэлея в идеально проводящем упругом полупространстве при наличии поперечного магнитного поля.

Показывается, что для любой упругой среды возможна только одна скорость распространения магнитоупругих волн Рэлея. Найдена критическая величина напряженности магнитного поля, зависящая от коэффициента Пуассона, превышение которого приводит к исчезновению поверхностных волн.

§ 1. Рассматривается упругая изотропная идеально проводящая среда, ограниченная плоскостью Ox_1x_3 . Ось Ox_2 направлена по внешней нормали к границе среды. Предполагается, что среда находится во внешнем магнитном поле, вектор напряженности которого определяется следующим образом:

$$\vec{H}_0 = \{0, 0, H_{03} = \text{const}\} \quad \text{при } x_2 \leq 0$$

$$\vec{H}_0 \equiv 0 \quad \text{при } x_2 > 0 \quad (1.1)$$

Из (1.1) следует, что на поверхности упругой среды $x_2 = 0$ задан-

ное магнитное поле удовлетворяет следующим граничным условиям [1—5]:

$$\vec{H}_0 \cdot \vec{n} = 0, \quad \vec{H}_0 \times \vec{n} = \frac{4\pi}{c} \vec{J}_0^{(s)} \quad (1.2)$$

где $\vec{n} = \vec{i}_2$ — единичный вектор внешней нормали к границе среды, $\vec{J}_0^{(s)}$ — вектор плотности поверхностного тока, c — скорость света в вакууме.

Согласно (1.1), (1.2), плотность поверхностного тока определяется формулой:

$$\vec{J}_0^{(s)} = \frac{c}{4\pi} H_0 \vec{i}_1 \quad (1.3)$$

где \vec{i}_k — единичные векторы выбранной системы координат.

На границе среды магнитное поле, благодаря поверхностному току (1.3), создает давление, которое направлено вдоль внешней нормали к границе среды и определяется следующим выражением [1—5]:

$$P_0 = \frac{\mu H_0^2}{8\pi} \quad (1.4)$$

где μ — магнитная проницаемость упругой среды.

Согласно (1.4) граничные условия для упругих напряжений можно представить в виде

$$\sigma_{22}^0 = P_0, \quad \sigma_{21}^0 = 0, \quad \sigma_{23}^0 = 0 \quad \text{при } x_2 = 0 \quad (1.5)$$

Откуда следует, что под действием магнитного давления упругое полупространство находится в следующем начальном напряженном состоянии:

$$\sigma_{22}^0 = P_0, \quad \sigma_{11}^0 = \sigma_{33}^0 = \frac{\nu}{1-\nu} P_0, \quad \sigma_{12}^0 = \sigma_{23}^0 = \sigma_{13}^0 = 0 \quad (1.6)$$

где ν — коэффициент Пуассона среды.

§ 2. Для описания распространения поверхностной плоской магнитоупругой волны вдоль границы полупространства $x_2 = 0$ будем исходить из линейризованных уравнений теории магнитоупругости идеально проводящей среды при наличии начального напряженного состояния. Представляя компоненты возмущенного электромагнитного поля, тензора упругих напряжений и вектор упругого перемещения в виде

$$E_i, H_{0i} + h_i, u_{0i} + u_i, \sigma_{ik}^0 + \sigma_{ik} \quad (2.1)$$

и предполагая возмущения малыми, основные уравнения магнитоупругости после линейризации можно записать в виде [6—10]:

уравнения движения среды—

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\sigma_{ji} + \sigma_{jk} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right) + \frac{\mu}{4\pi} \{ \text{rot rot}(\vec{u} \times \vec{H}_0) \} \times \vec{H}_0 \Big|_i = \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} \quad (2.2)$$

$$\sigma_{jk} = \frac{1}{2} (i \delta_{lm} \delta_{jh} - 2G \delta_{jl} \delta_{hm}) \left(\frac{\partial u_l}{\partial x_m} + \frac{\partial u_m}{\partial x_l} \right) \quad (2.3)$$

векторы индуцированного электромагнитного поля в среде—

$$\vec{E} = -\frac{\mu}{c} \left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} \times \vec{H}_0 \right), \quad \vec{h} = \text{rot} (\vec{u} \times \vec{H}_0) \quad (2.4)$$

уравнения Максвелла для вакуума—

$$\Delta \vec{E}^* - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}^*}{\partial t^2} = 0, \quad \Delta \vec{h}^* - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{h}^*}{\partial t^2} = 0 \quad (2.5)$$

Здесь индексом 0 отмечены невозмущенные значения рассматриваемых величин, а без индекса—их изменения в волне, знак * относится к вакууму, ρ —плотность среды, λ и G —постоянные Ляме, δ_{ik} —символ Кронекера.

Задачу будем решать в двумерной постановке, предполагая, что поверхностная волна распространяется в направлении оси Ox_1 , то есть будем искать решения уравнений (2.2), (2.5) в виде

$$u_1 = u_1(x_1, x_2, t), \quad u_2 = u_2(x_1, x_2, t), \quad u_3 = 0 \quad (2.6)$$

$$\vec{E}^* = \vec{E}^*(x_1, x_2, t), \quad \vec{h}^* = \vec{h}^*(x_1, x_2, t) \quad (2.7)$$

В силу (2.6), (2.7) из (2.2)—(2.4) получаем следующие уравнения, описывающие распространение поверхностных волн:

$$a_3 \frac{\partial^2 u_1}{\partial x_1^2} + c_2 \frac{\partial^2 u_1}{\partial x_1 \partial x_2} + d_3 \frac{\partial^2 u_1}{\partial x_2^2} = \frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2} \quad (2.8)$$

$$e_3 \frac{\partial^2 u_2}{\partial x_1^2} + c_3 \frac{\partial^2 u_2}{\partial x_1 \partial x_2} + b_3 \frac{\partial^2 u_2}{\partial x_2^2} = \frac{\partial^2 u_2}{\partial t^2}$$

и соотношения, определяющие значения индуцированного магнитного поля в среде

$$h_1 = h_2 = 0, \quad h_3 = -H_{03} \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} \right) \quad (2.9)$$

В (2.8) приняты следующие обозначения:

$$a_3 = a_0 + (2 + \nu)x, \quad b_3 = a_0 + 3x, \quad c_3 = c_0 + 2x, \quad c_0 = a_0 - d_0, \quad d_3 = d_0 + x, \quad e_3 = d_0 + x \\ a_0 = \frac{\lambda + 2G}{\rho}, \quad d_0 = \frac{G}{\rho}, \quad \alpha = \frac{\nu}{1 - \nu} = 1 - 2\gamma, \quad \gamma = \frac{d_0}{a_0}, \quad x = \frac{\rho_0}{\rho_0}, \quad \rho_0 = \frac{\mu H_0^2}{8\pi} \quad (2.10)$$

$$\text{где } 0 < \nu < 0,5, \quad 0 < \alpha < 1, \quad 0 < \gamma < 0,5 \quad (2.11)$$

Согласно [1—3, 8], на поверхности упругого полупространства должны выполняться следующие линеаризованные граничные условия:

$$n_i \left(\sigma_{ik} + \sigma_{jk}^0 \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \right) = p_i \quad (i = 1, 2, 3) \quad (2.12)$$

где p_i —возмущения компонент поверхностной силы электромагнитного

происхождения, определяемые, в силу (1.1), (2.9), следующим образом [9]:

$$p_i = \bar{\epsilon}_{ij} \bar{H}_0 \cdot \bar{h} - \gamma_{ik}^0 \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \quad (2.13)$$

Здесь T_{jk}^0 — компоненты тензора напряжений Максвелла в среде в начальном состоянии [3].

Заметим, что в (2.13) члены, связанные с предельными значениями возмущенного электромагнитного поля в вакууме, отброшены как величины более высокого порядка. Это упрощение является следствием отсутствия внешнего магнитного поля в вакууме. Таким образом, при вышепринятых допущениях внутренняя задача магнитоупругости полностью отделяется от внешней задачи.

Принимая во внимание соотношения (1.5), (1.6), (2.6), (2.9), (2.13), граничные условия (2.12) на поверхности среды $x_2=0$ можно представить в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_2}{\partial x_1} + \frac{\partial u_1}{\partial x_2} &= 0 \\ \bar{b}_3 \frac{\partial u_2}{\partial x_2} + (c-d_3) \frac{\partial u_1}{\partial x_1} &= 0 \end{aligned} \quad (2.14)$$

где $\bar{b}_3 = a_3 + 2\kappa$.

§ 3. Будем искать решение уравнений (2.8) в виде

$$u_s = A_s \exp(\beta x_2) \exp(i(kx_1 - \omega t)) \quad (s=1, 2) \quad (3.1)$$

соответствующем распространению вдоль положительной оси Ox_1 синусоидальной поверхностной волны с частотой ω , волновым числом k , фазовой скоростью $V_R = \omega/k$ и амплитудой, зависящей от координаты x_2 . Здесь A_s — некоторые постоянные, β — корень характеристического уравнения системы (2.8).

Решение (3.1) соответствует волне, амплитуда которой убывает с ростом расстояния от границы среды, если имеет место условие

$$\operatorname{Re} \beta > 0 \quad (3.2)$$

где величина $\operatorname{Re} \beta$ определяет скорость затухания волны.

Подставляя (3.1) в уравнения (2.8), получим

$$K_{js}(\beta) A_s = 0 \quad (j, s=1, 2) \quad (3.3)$$

где

$$K_{11} = d_3 \beta^2 - a_3 k^2 + \omega^2, \quad K_{12} = K_{21} = i c_3 k \beta, \quad K_{22} = b_3 \beta^2 - e_3 k^2 + \omega^2 \quad (3.4)$$

Из условия совместности уравнений (3.3) получаем следующее характеристическое уравнение для системы (2.8):

$$b_3 d_3 \beta^4 + p_3(\omega, k) \beta^2 + r_3(\omega, k) = 0 \quad (3.5)$$

где

$$p_3 = (b_3 + d_3) \omega^2 - l_3 k^2, \quad l_3 = d_3 e_3 + a_3 b_3 - c_3^2, \quad r_3 = (a_3 k^2 - \omega^2)(e_3 k^2 - \omega^2) \quad (3.6)$$

Отсюда получаем характеристические корни

$$\beta_j = \sqrt{p_3(\omega, k) + (-1)^j \sqrt{q_3(\omega, k)}} \quad (3.7)$$

где

$$\begin{aligned} q_3 &= p_3^2 - 4b_3 d_3 r_3 - D_3 k^4 - 2M_3 k^2 \omega^2 + B_3^2 \omega^4 \\ D_3 &= l_3^2 - 4a_3 d_3 e_3, \quad M_3 = (b_3 + d_3)N_3 - (a_3 d_3 - b_3 e_3)B_3 \\ N_3 &= A_3 B_3 - c_3^2, \quad A_3 = a_3 - e_3, \quad B_3 = b_3 - d_3 \end{aligned} \quad (3.8)$$

Под (3.7) понимаются те корни, которые удовлетворяют условию (3.2).

Следовательно, общее решение системы (2.8), соответствующее корням (3.7), получим в виде

$$u_s = A_s^{(j)} \exp(\beta_j x_2) \exp(i(kx_1 - \omega t)) \quad (s, j = 1, 2) \quad (3.9)$$

причем постоянные $A_s^{(j)}$ ($s, j = 1, 2$), согласно (3.3), удовлетворяют соотношениям

$$K_{1s}(\beta_j) A_s^{(j)} = 0, \quad K_{2s}(\beta_j) A_s^{(j)} = 0, \quad (s = 1, 2) \quad (3.10)$$

Подставляя решение (3.9) в граничные условия (2.14), получим

$$L_{1j}(\beta_j) A_s^{(j)} + L_{2j}(\beta_j) A_s^{(j)} = 0 \quad (s, j = 1, 2) \quad (3.11)$$

где приняты следующие обозначения:

$$L_{11} = \beta, \quad L_{12} = ik, \quad L_{21} = ik(c_3 - d_3), \quad L_{22} = \bar{b}_3 \beta \quad (3.12)$$

Условие совместности уравнений (3.10), (3.11), определяющее фазовую скорость распространения поверхностной волны, можно представить в виде

$$\Delta = k\omega^3 \frac{c_3 \sqrt{a_3}}{b_3 \sqrt{d_3}} i_1^0(\theta) [\lambda_1(\theta) - \lambda_2(\theta)] R_3(\theta) = 0 \quad (3.13)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \theta &= k/\omega, \quad \beta = -i\omega i, \quad i_1^0(\theta) = \sqrt{\frac{1}{a_3} - \theta^2} \\ i_2^0(\theta) &= \sqrt{\frac{1}{e_3} - \theta^2}, \quad \lambda_{jk}(\theta) = \sqrt{\frac{p_3(\theta) + (-1)^j \sqrt{q_3(\theta)}}{2b_3 d_3}} \end{aligned} \quad (3.14)$$

$$R_3(\theta) = \sqrt{a_3 d_3} g_1(\theta) i_1^0(\theta) + \sqrt{b_3 e_3} g_2(\theta) i_2^0(\theta)$$

$$p_3(\theta) = b_3 + d_3 - l_3 \theta^2, \quad q_3(\theta) = D_3 \theta^4 - 2M_3 \theta^2 + B_3^2$$

$$g_1(\theta) = -\bar{b}_3 + [\bar{b}_3(e_3 - c_3) + b_3(c_3 - d_3)] \theta^2$$

$$g_2(\theta) = -\bar{b}_3 + [\bar{b}_3 a_3 + (d_3 - c_3)(c_3 - d_3)] \theta^2$$

Рассмотрим при каких значениях θ , обращающих в нуль определитель Δ , существуют волны Рэлея.

Из (3.13) видно, что этот вопрос сводится к исследованию нулей функций $\lambda_1^0(\theta)$, $\lambda_1(\theta) - \lambda_2(\theta)$ и $R_3(\theta)$ при выполнении условия $\text{Im}\lambda_i(\theta) > 0$. Аналогично [11] можно показать, что волны Рэлея, соответствующие нулям функций $\lambda_1^0(\theta)$ и $\lambda_1(\theta) - \lambda_2(\theta)$, не существуют.

Таким образом, определение скорости поверхностной волны Рэлея сводится к нахождению корней θ_R уравнения Рэлея $R_3(\theta) = 0$, причем таких, которые удовлетворяют условию

$$\text{Im}\lambda_i(\theta_R) > 0 \quad (3.15)$$

§ 4. Так как функции $\lambda_1(\theta)$, $\lambda_2(\theta)$, $\lambda_1^0(\theta)$ и $\lambda_2^0(\theta)$, входящие в решения (3.9) и в выражение функции Рэлея $R_3(\theta)$, многозначны, то следует соответствующим образом выбрать их однозначные ветви. Рассматривая вышеуказанные функции на всей комплексной плоскости θ , мы будем фиксировать их значения условием, чтобы они были положительными при $\theta = i\tilde{\theta}$, где $\tilde{\theta}$ — достаточно малая положительная величина [11, 12].

Очевидно, что функция $\lambda_k^0(\theta)$ однозначна на комплексной плоскости θ с разрезом вдоль вещественной оси

$$-\tilde{\theta}_k < \theta < \tilde{\theta}_k \quad (k=1, 2) \quad (4.1)$$

$$\tilde{\theta}_1 = \frac{1}{\sqrt{a_3}}, \quad \tilde{\theta}_2 = \frac{1}{\sqrt{e_3}} \quad (4.2)$$

Далее, внутренний радикал, входящий в выражения функций $\lambda_k(\theta)$, имеет четыре точки разветвления, определяемые выражениями

$$\theta = \pm \xi_k^{(0)}, \quad \xi_k^{(0)} = \sqrt{\frac{M_3}{D_3}} \quad (4.3)$$

Следовательно, все четыре корня $\pm \xi_k^{(0)}$ могут быть или мнимыми, или вещественными в зависимости от знака величины D_3 ($M_3 < 0$). В соответствии с этим внутренний радикал выражений $\lambda_k(\theta)$ будет однозначной функцией на плоскости θ с разрезами, соединяющими точки $\pm \xi_k^{(0)}$ между собой через бесконечно удаленную точку.

Из выражения $\lambda_k(\theta)$ (3.14) следует, что существование и количество точек разветвления функций $\lambda_k(\theta)$ зависит от знаков величин

$$A_3 = a_3 - e_3 > 0, \quad K_3 = A_3 b_3 - c_3^2 > 0, \quad S_3 = A_3 d_3 + c_3^2 > 0 \quad (4.4)$$

причем можно показать [12, 13], что точками разветвления для внешних радикалов $\lambda_k(\theta)$ будут точки $\pm \tilde{\theta}_1$ при $k=1$ и $\pm \tilde{\theta}_2$ при $k=2$.

Для $g_1(\theta)$ и $g_2(\theta)$ имеем

$$g_k(\theta) \leq 0 \quad \text{при} \quad \theta \leq \theta_k^* \quad (k=1, 2) \quad (4.5)$$

где

$$\theta_1^* = \sqrt{\frac{a_0 + 2x}{2(x+1)x^2 + [a_0(x+1) - 2d_0]}}$$

$$\theta_2^* = \sqrt{\frac{a_0 + 2x}{2(x+1)x^2 + [a_0(x+1) + 6d_0]x + 4d_0(a_0 - d_0)}} \quad (4.6)$$

Сравнивая θ_2^* с параметрами $\bar{\theta}_k$ в зависимости от γ и x , получим

$$0 < \bar{\theta}_1 < \theta_2^* < \bar{\theta}_2 < \theta_1^* < \infty \quad \text{при} \quad 0 \leq x < x_* \\ 0 < \bar{\theta}_1 < \theta_2^* < \theta_1^* \leq \bar{\theta}_2 < \infty \quad \text{при} \quad x_* \leq x < \infty \quad (4.7)$$

где

$$x_*(\gamma) = a_0 \frac{-(1-4\gamma) \pm \sqrt{1+16\gamma^2}}{4}$$

Из выражения $i_h^0(\theta)$ и $g_h(\theta)$ следует, что в промежутке $0 < \theta^2 < \bar{\theta}_1^2$, согласно (4.1) и (4.5), функция $R_3(\theta)$ положительна. В промежутке $\bar{\theta}_1^2 < \theta^2 < \bar{\theta}_2^2$ функция $R_3(\theta)$ становится комплексной и, очевидно, не обращается в нуль. В промежутке $\bar{\theta}_2 < \theta < \infty$ $R_3(\theta) = -i\bar{R}(\theta)$, а в промежутке $-\infty < \theta < -\bar{\theta}_2$ $R_3(\theta) = iR_3(\theta)$, где

$$R_3(\theta) = \sqrt{a_3 d_3} g_1(\theta) \sqrt{\theta^2 - \bar{\theta}_1^2} + \sqrt{b_3 e_3} g_2(\theta) \sqrt{\theta^2 - \bar{\theta}_2^2},$$

причем в этом выражении радикалы считаются арифметическими.

На основании вышеприведенных результатов приходим к следующему заключению:

а) уравнение Рэлея $R_3(\theta) = 0$ для каждого γ и x либо имеет один корень, удовлетворяющий условию (3.15), либо не имеет корней, удовлетворяющих этому условию, то есть в любой упругой среде в зависимости от величины напряженности внешнего магнитного поля либо распространяется поверхностная волна с единственной скоростью, либо такой волны не существует;

б) скорость распространения поверхностной волны зависит от параметров γ и x , причем для каждого γ с увеличением магнитного поля скорость распространения увеличивается, оставаясь меньше, чем скорость медленных магнитоупругих волн;

в) скорость поверхностных магнитоупругих волн не зависит от частоты колебаний и поэтому эти волны, как и упругие поверхностные волны, распространяются без дисперсии;

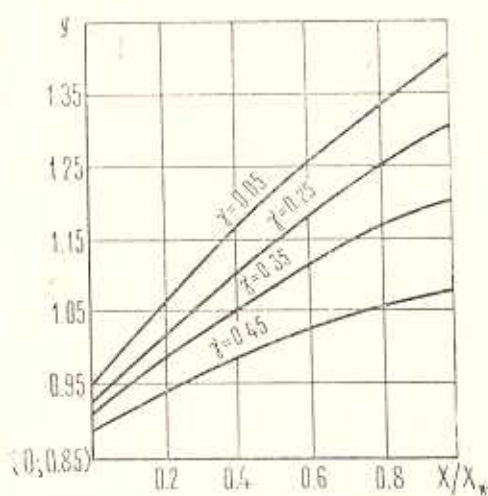
г) для любой среды (для любого γ) существует такое критическое значение внешнего магнитного поля $x_*(\gamma)$, превышение которого приводит к исчезновению поверхностных волн.

Легко показать, что глубина проникновения волны Рэлея h^* (то есть глубина, на которой амплитуда волны падает в $1/e$ раз), связанной с медленными возмущениями, определяется выражением $h^* = 1/\beta_2(\theta_R)$.

С увеличением величины напряженности внешнего магнитного поля (то есть с увеличением параметра x) $\beta_2(\theta_R)$ убывает, стремясь к нулю при $x \rightarrow x_*$, или, что то же самое, при $x \rightarrow x_*$ h^* , увеличиваясь, стремится к бесконечности. Это значит, что при увеличении величины внешнего магнитного поля глубина проникновения волны Рэлея увеличивается

ется и в пределе, когда поле достигает своего критического значения, глубина проникновения стремится к бесконечности, а волны Рэлея превращаются в объемные волны.

На основе численного анализа приведены таблицы и графики зависимости скорости волны Рэлея от величины напряженности магнитного поля при различных коэффициентах Пуассона. Приняты следующие обозначения: $X = z/d_0$; $X_* = z_*/d_0$; $Y = V_R/\sqrt{d_0}$.



Фиг. 1

Таблица 1

X/γ	0.05	0.25	0.35	0.45
0.0	0.95	0.93	0.92	0.90
0.1	1.00	0.97	0.94	0.91
0.2	1.05	0.99	0.96	0.92
0.3	1.10	1.03	0.99	0.94
0.4	1.15	1.06	1.00	0.96
0.5	1.19	1.1	1.03	0.97
0.6	1.23	1.11	1.05	0.98
0.7	1.27	1.14	1.07	0.99
0.8	1.31	1.17	1.10	1.00
0.9	1.34	1.19	1.11	1.02
1.0	1.38	1.22	1.13	1.03
1.1	1.41	1.24	1.15	1.04
1.2	—	1.26	1.16	1.05
1.3	—	1.28	1.18	1.06
1.4	—	1.30	1.19	1.08
1.5	—	—	1.20	1.10
X_*	1.41	1.31	1.21	1.10

Легко показать, что при $z=0$, то есть при отсутствии магнитного поля уравнение Рэлея $R_3(z)=0$ превращается в уравнение, которое, как показано в [11], равносильно уравнению Рэлея для изотропной среды. Как видно из (4.7), поведение корней уравнения Рэлея изучено также при $z=0$. Этот факт отражен на фиг. 1.

В конце заметим, что имеет смысл отдельно исследовать волны Рэлея при двухкомпонентном магнитном поле с учетом начального магнитного давления.

Авторы благодарят профессора Багдасаряна Г. Е. за постановку задачи и обсуждение результатов.

ՌԵԼԵՆ ՄԱԳՆԻՍՏԱՌԱԳՆԱԿԱՆ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹԱՅԻՆ ԱՐԲՆԵՐԸ
ԸՆՏՆԱԿԱՆ ՄԱԳՆԻՍՏԱԿԱՆ ԳՈՇՏԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՄԲ

Ջ. Ն. ԳՈՆՈՅԱՆ, Ա. Մ. ՍԵՄՈՆՅԱՆ

Ա մ փ ո փ ո ս լ մ

Աշխատանքում, հաշվի առնելով մագնիսական դաշտի անհամասեռությանը պայմանավորված սկզբնական լարումների ազդեցությունը, ուսումնասիրված է Ռելեյի մակերևութային ալիքների դրույթները իդեալական-հաղորդիչ

առաձգական կիսատարածությունում լայնական մագնիսական դաշտի առկայությամբ:

Յույց է տրված, որ յուրաքանչյուր առաձգական միջավայրի համար հնարավոր է մակերևութային ալիքի տարածման միայն մեկ արագություն, ընդ որում մագնիսական դաշտի լարվածության մեծացմանը զուգրեթե, այդ արագությունը մեծանում է, մնալով փոքր ծավալային դանդաղ մագնիսա-առաձգական ալիքի արագությունից: Գտնված է Պուասսոնի գործակցից կախված մագնիսական դաշտի լարվածության կրիտիկական արժեքը, որի գերազանցումը բերում է Ռեկեր մակերևութային ալիքի վերացմանը: Մի քանի նյութերի համար թվապես ուսումնասիրված է մակերևութային ալիքի արագության կախվածությունը արտաքին մագնիսական դաշտի արժեքից:

THE SURFACE MAGNETOELASTIC RAYLEIGH WAVES IN THE TRANSVERSAL MAGNETIC FIELD

Z. N. DANOYAN, A. M. SIMONIAN

S u m m a r y

Taking into account the effect of initial stresses stipulated by inhomogeneity of the magnetic field, the existence of Rayleigh surface waves has been investigated in the presence of a perfectly conducting elastic semi-space in the transversal magnetic field. It has been shown that for any elastic medium there exists only a single propagation velocity for the surface magnetic-elastic wave. The magnetic field critical value which depends on the Poisson ratio has been found, beyond which the surface wave vanishes.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kalliskl S., Rogula D. Rayleigh waves in a magnetic field in the case of a perfect conductor. — Proc. Vibr. Probl, 1960, № 5, p. 63—80.
2. Долбин Н. И. Распространение упругих поверхностных волн в полупространстве, находящемся в магнитном поле. — ПИМФ, 1963, № 1, с. 84—87.
3. Багдасарян Г. Е., Даноян З. Н. Поверхностные магнитоупругие волны Рэлея. — Механика, изд. ЕГУ, 1982, вып. 2, с. 31—37.
4. Викторов И. А. Упругие волны в твердом полупространстве с магнитным полем. — ДАН СССР, 1975, т. 221, № 5, с. 1069—1072.
5. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.—Л.: Гостехиздат, 1957. 532 с.
6. Ун С. Р., Танг С. Magneto-elastic waves in initially stressed conductors. — ZAMP, 1955, № 6, p. 766—775.
7. Махорт Ф. Г. К теории распространения магнитоупругих волн в предварительно деформированных проводящих телах. ПМ, 1977, т. 13, № 7, с. 113—116.
8. Новожилов В. В. Теория упругости. Л.: Судпромгиз, 1958. 370 с.

9. Амбарцумян С. А., Багдасарян Г. Е., Белубекян М. В. Магнитоупругость тонких оболочек и пластин. М.: Наука, 1977. 272 с.
10. Селезов И. Т., Селезова Л. В. Волны в магнитоупругих средах. Киев: Наукова думка, 1975. 164 с.
11. Свекло В. А. Упругие колебания анизотропного тела. Уч. зап. ЛГУ, 1949, № 17, с. 28—71.
12. Даноян З. Н. К плоской задаче распространения магнитоупругих волн от точечного источника.—Изв. АН АрмССР, Механика, 1975, т. 28, № 1, с. 20—33.
13. Даноян З. Н. Исследование распространения магнитоупругих волн в изотропных и анизотропных средах. Кандидатская диссертация, 1982. 183 с.

Институт механики АН Армянской ССР
Институт математических машин
АН Армянской ССР

Поступила в редакцию
31.III.1983