Министерство высшего и среднего специального образования
Р С Ф С Р
Горьковский ордена Трудового Красного Знамени
научно-исследовательский радиофизический институт (НИРФИ)

Препринт №242

РЕЗОНАНСНОЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ РЭЛЕЕВСКИХ ВОЛН ПОЛЕМ ОБЪЕМНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

Соколов А.В.

Горький 1987

С о к о л о в А.В.

РЕЗОНАНСНОЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ РЭЛЕЕВСКИХ ВОЛН ПОЛЕМ ОБЪЕМНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ // Препринт № 242. - Горький: НИРФИ. - 1987. - 16 с.

УДК 534:530.182

В работе изучается начальная стадия вырожденной параметрической неустойчивости поверхностной рэлеевской волны на границе однородного квадратично-нелинейного полупространства в поле гармонических объемных возмущений, сформированных падающей и отраженными от границы плоскими волнами. Для комплексной огибающей квазимонохроматического сигнала рэлеевской волны получено укороченное уравнение первого приближения асимптотического метода. Показано, что при падении на границу полупространства интенсивных P и SV волн возникает неустойчивость рэлеевской волны. Воздействие интенсивного SH поля проявляется в изменении частоты поверхностной волны. В работе исследуются зависимости инкриментов от угла падения объемной волны и определяются пороговые значения полей, необходимые для возбуждения рэлеевской волны при наличии диссипативных потерь в среде.

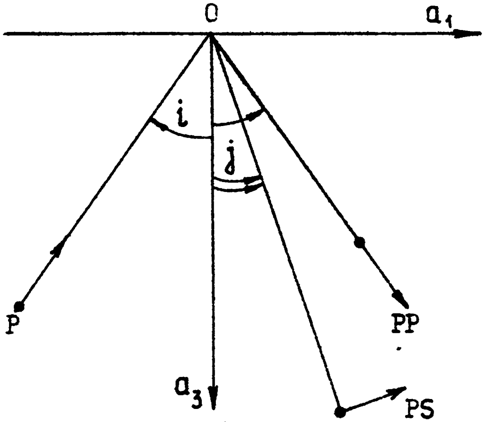
В линейном приближении падение однородной плоской волны на границу упругого полупространства не сопровождается возникновением поверхностной волны Рэлея /I/. Нелинейность среды обусловливает наличие слабой связи между объёмными и поверхностными возмущениями и, следовательно, становится возможным генерация или усиление рэлеевских волн интенсивными объёмными возмущениями. Взаимодействие рэлеевских и объёмных волн в квадратично-нелинейном полупространстве рассматривалось в работах /2-5/; в /6-7/ изучались процессы нерезонансного параметрического взаимодействия высокочастотных поверхностных волн с полями низкочастотных объёмных возмущений.

В настоящей работе исследуется начальная /линейная/ стадия вырожденной параметрической неустойчивости рэлеевской волны в поле интенсивных объёмных возмущений. Получено уравнение первого приближения асимптотического метода для огибающей квазимонохроматического сигнала рэлеевской волны в приближении заданного поля высокочастотной накачки.

Пусть на границу изотропного упругого полупространства $a_3 \geq 0$ /a_3-декартовая координата, перпендикулярная к границе/ падает гармоническая плоская волна частоты $2\omega_0$ с волновым вектором $2\vec{æ}=(2æ_1,0,2æ_3)$. В рассматриваемом случае изотропного твёрдого тела возможны три независимых типа падающей волны /рис.I/: продольная волна /P/; поперечная волна с поляризацией в плоскости падения /SV/ и поперечная волна поляризованная перпендикулярно к плоскости падения /SH/.

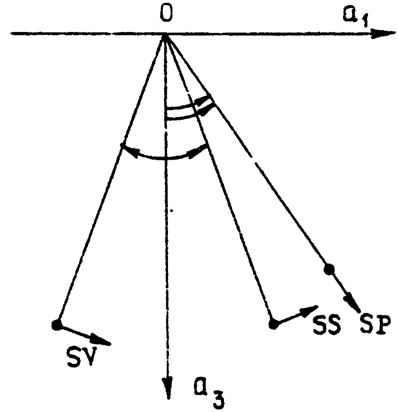
Эффективное нелинейное взаимодействие волн возможно при выполнении условий пространственно-временного синхронизма. Условия синхронизма при взаимодействии поверхностных и объёмных возмущений должны выполняться в проекции на плоскость $a_1 a_2$. Для вырожденного параметрического распада /8/ на поверхностные волны частоты ω_0 условия синхронизма принимают следующий вид:

$$2\omega_0 = \omega_0 + \omega_0 , \qquad (I)$$



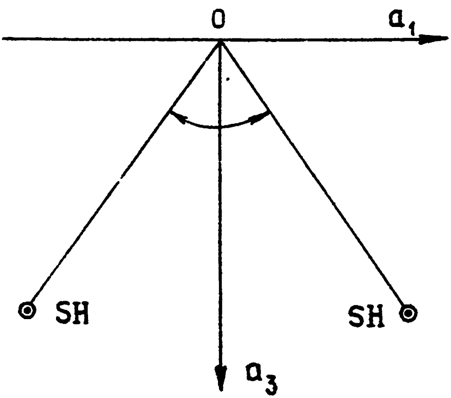
а)

Падает продольная волна P, отражаются волны PP и PS



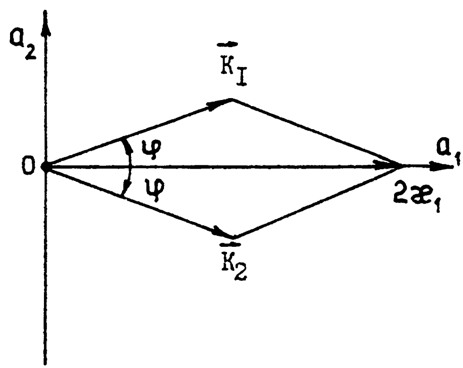
б)

Падает поперечная волна SV с поляризацией в плоскости падения, отражаются волны SS и SP



в)

Падает поперечная волна SH поляризованная перпендикулярно к плоскости падения, отражается волна SH



г)

Условия синхронизма в плоскости $a_1 a_2$

Р и с. I. Геометрия задачи

$$2\varkappa_1 \vec{a}_1^{\,0} = \vec{K}_1 + \vec{K}_2 . \qquad (2)$$

Здесь $\vec{K}_1$, $\vec{K}_2$-волновые векторы рэлеевских волн, $\vec{a}_1^{\,0}$ -единичный вектор в направлении оси a_1 .

Процесс трёхволнового взаимодействия будем описывать уравнением нелинейной теории упругости второго приближения /9-I0/. В переменных Лагранжа уравнение движения для вектора перемещений $\vec{u}$ имеет вид

$$\rho_0 \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} - \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial a_k^2} - (\lambda+\mu) \frac{\partial^2 u_e}{\partial a_e \partial a_i} = \mu N_{ik,k} , \qquad (3)$$

где ρ_0 -невозмущённая плотность среды; λ и μ -линейные модули упругости; $\mu N_{ik,k}$ -компонента нелинейной объёмной силы в направлении оси i ;

$$\mu N_{ik,k} = \left(\mu + \frac{A}{4}\right)\left(\frac{\partial u_e}{\partial a_i}\frac{\partial u_e}{\partial a_k} + \frac{\partial u_k}{\partial a_e}\frac{\partial u_i}{\partial a_e} + \frac{\partial u_e}{\partial a_k}\frac{\partial u_i}{\partial a_e}\right) +$$
$$+ \frac{\lambda+B}{2}\left[\left(\frac{\partial u_e}{\partial a_m}\right)^2 \delta_{ik} + 2\frac{\partial u_i}{\partial a_k}\frac{\partial u_e}{\partial a_e}\right] + \frac{A}{4}\frac{\partial u_k}{\partial a_e}\frac{\partial u_e}{\partial a_i} + \qquad (4)$$
$$+ \frac{B}{2}\left(\frac{\partial u_e}{\partial a_m}\frac{\partial u_m}{\partial a_e}\delta_{ik} + 2\frac{\partial u_k}{\partial a_i}\frac{\partial u_e}{\partial a_e}\right) + C\left(\frac{\partial u_e}{\partial a_e}\right)^2 \delta_{ik} ;$$

A,B,C -модули упругости третьего порядка; δ_{ik} -символ Кронеккера. На свободной поверхности полупространства a_3 =0 компоненты тензора напряжений Лагранжа должны обращаться в нуль

$$L_{i3} \equiv \mu(u_{i,3} + u_{3,i}) + \lambda u_{e,e}\delta_{i3} + \mu N_{i3,3} = 0 \quad (i=1,2,3). \qquad (5)$$

Изменим масштаб пространственных координат таким образом, чтобы в новых независимых переменных / $a_1 \to x$, $a_2 \to y$, $a_3 \to z$ / скорость поперечной волны равнялась единице. Тогда уравнение движения /3/ и граничные условия /5/ для вектора перемещений / U , V , W / принимают вид:

$$
\begin{aligned}
&U_{tt}-ru_{xx}-u_{yy}-u_{zz}-(r-1)\left[V_{xy}+W_{xz}\right]=N_{xx,x}+N_{xy,y}+N_{xz,z},\\
&V_{tt}-V_{xx}-rV_{yy}-V_{zz}-(r-1)\left[U_{xy}+W_{yz}\right]=N_{yx,x}+N_{yy,y}+N_{yz,z}\\
&W_{tt}-W_{xx}-W_{yy}-rW_{zz}-(r-1)\left[U_{xz}+V_{yz}\right]=N_{zx,x}+N_{zy,y}+N_{zz,z};
\end{aligned}
\tag{6}
$$

$$
\begin{aligned}
&U_z+W_x+N_{xz}=0,\\
&V_z+W_y+N_{yz}=0,\\
&(r-2)U_x+rV_z+N_{zz}=0.
\end{aligned}
\tag{7}
$$

В уравнениях движения /6/ перейдём к Фурье-представлению по переменным x , y , t . Полученную систему уравнений представим в векторной записи

$$
\hat{I}\,\frac{\partial\vec{q}}{\partial z}+\hat{A}\,(\kappa_1,\kappa_2,\omega)\vec{q}=\vec{\Phi}(\vec{q}). \tag{8}
$$

Здесь $\vec{q}=(\bar{U};\bar{U}_z;\bar{V};\bar{V}_z;\bar{W};\bar{W}_z)^T$, $\vec{\Phi}=(0;\bar{\Phi}_2;0;\bar{\Phi}_4;0;\bar{\Phi}_6)^T$;

$$
\hat{A}=\begin{bmatrix}
0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0\\
\omega^2-r\kappa_x^2-\kappa_y^2 & 0 & (1-r)\kappa_x\kappa_y & 0 & 0 & i\kappa_x(r-1)\\
0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0\\
i\kappa_y(1-r) & 0 & \omega^2-\kappa_x^2-r\kappa_y^2 & 0 & 0 & i\kappa_y(r-1)\\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1\\
0 & i\kappa_x(1-r^{-1}) & 0 & i\kappa_y(1-r^{-1}) & \dfrac{\omega^2-\kappa_x^2-\kappa_y^2}{r} & 0
\end{bmatrix},
$$

$$\bar{\Phi}_2 = -ik_1\bar{N}_{xx} - ik_2\bar{N}_{xy} - \bar{N}_{xz,z},$$

$$\bar{\Phi}_4 = -ik_1\bar{N}_{yx} - ik_2\bar{N}_{yy} - \bar{N}_{yz,z},$$

$$\bar{\Phi}_6 = -r^{-1}\left[ik_1\bar{N}_{zx} + ik_2\bar{N}_{zy} + \bar{N}_{zz,z}\right],$$

$$\bar{f} = \bar{f}(k_x, k_y, \omega) = \int f(x,y,t)\exp(ik_x x + ik_y y - i\omega t)\,dk_x dk_y d\omega, \quad (9)$$

$\hat{I}$ -единичная матрица; верхний знак T означает транспонирование

Представим вектор переменных $\vec{q}$ в виде разложения по собственным векторам $\vec{\psi}_n(k_x, k_y, \omega)$ матрицы $\hat{A}$ /II/

$$\vec{q} = \hat{T}\,\vec{M}(k_x, k_y, \omega, z), \quad (10)$$

$$\hat{T} = \|\vec{\psi}_i\|, \quad \vec{M} = (M_i), \quad i = 1,2,\dots,6.$$

Здесь $\hat{A}\vec{\psi}_n = \lambda_n\vec{\psi}_n$, $\mathrm{Det}\,\|\hat{A} - \lambda_n\hat{I}\| = 0$, $n = 1,2,\dots,6$,

$$\vec{\psi}_n = \frac{i}{\omega}\left(\frac{k_x}{k}, \mp\frac{k_y}{k}\lambda_p, \frac{k_y}{k}, \mp\frac{k_y}{k}\lambda_p, \mp\frac{\lambda_p}{ik}, \frac{\lambda_p^2}{ik}\right)^T, \quad n = 1,2,$$

$$\vec{\psi}_m = \frac{i}{\omega}\left(1, \mp\lambda_s, 0, 0, \pm\frac{ik_x}{\lambda_s}, -ik_x\right), \quad m = 3,4, \quad (11)$$

$$\vec{\psi}_e = \frac{i}{\omega}\left(0, 0, 1, \mp\lambda_s, \pm\frac{ik_y}{\lambda_s}, -ik_y\right), \quad e = 5,6,$$

$$\lambda_{1,2} = \pm\lambda_p, \quad \lambda_{3,5} = \lambda_s, \quad \lambda_{4,6} = -\lambda_s,$$

$$\lambda_p = \sqrt{k^2 - \frac{\omega^2}{r}}, \quad \lambda_s = \sqrt{k^2 - \omega^2}, \quad k^2 = k_x^2 + k_y^2.$$

Очевидно, что в рассматриваемом случае собственные векторы $\vec{\psi}_{1,2}$ описывают продольные возмущения, $\vec{\psi}_3 - \vec{\psi}_6$ -поперечные. Для двузначных комплексных функций λ_p и λ_s выберем ветвь таким образом, чтобы собственные векторы $\vec{\psi}_1$, $\vec{\psi}_3$ и $\vec{\psi}_5$ соответствовали экспоненциально-затухающим при $z \to \infty$ волнам / для больших к / или уходящим от границы полупространства объёмным возмущениям /для малых к /. В соответствии с правилами знаков, принятами в соотношении /9/, подходящую ветвь комплексных функций можно определить условием $\operatorname{Im} \lambda_{p,s} < 0$.
Подставляя разложение /I0/ в матричную систему /8/ и домножая слева на обратную матрицу T^{-1}, получим уравнение для коэффициентов разложения $M_n(k_x, k_y, \omega, z)$

$$\left[\frac{d}{dz} + \lambda_n\right] M_n = (\vec{\xi}_n, \vec{\Phi}) \equiv B_n, \quad n = 1,2,\dots,6. \qquad (I2)$$

Здесь $\vec{\xi}_n$ - строки матрицы T^{-1}:

$$\vec{\xi}_n = -\frac{ik}{2\omega}\left(rk_x, \mp\frac{k_x}{\lambda_p}, \; rk_y, \mp\frac{k_y}{\lambda_p}; \; \pm\frac{i\lambda_s^2}{\lambda_p}, -ir\right),$$

$$\vec{\xi}_m = \frac{i}{2\omega}\left(r(\lambda_p^2 - k_y^2), \; \mp\frac{\lambda_s^2 - k_y^2}{\lambda_s}, \; k_x k_y r, \; \mp\frac{k_x k_y}{\lambda_s}, \; \pm ik_x\lambda_s, -ik_x r\right), \qquad (I3)$$

$$\vec{\xi}_e = \frac{i}{2\omega}\left(k_x k_y r, \; \mp\frac{k_x k_y}{\lambda_s}, (\lambda_p^2 - k_x^2)r, \; \mp\frac{\lambda_s^2 - k_x^2}{\lambda_s}, \pm ik_y\lambda_s, -ik_y r\right).$$

Уравнения /I2/ допускают формальное интегрирование. В результате соотношения для M_n принимают вид

$$M_n = e^{-\lambda_n z}\left[A_n(k_x, k_y, \omega) + \int_0^z e^{\lambda_n z'} B_n \, dz'\right], \qquad n = 1,2,\dots,6. \qquad (I4)$$

Выражение /I4/ содержит шесть констант A_n, которые должны быть определены из граничных условий при $z \to \infty$ и $z = 0$. Для $n = 2,4,6$ экспоненциальный множитель в соотношении /I4/ будет либо нарастать с глубиной при действительных λ_p и λ_s, либо определять изменения фазы комплексной амплитуды распространяющейся в минус z -направлении волны. При условии, что на бесконечности задана восходящая объёмная волна со спектральной плотностью A_n^0, для констант A_2, A_4, A_6 получаем следущее соотношение:

$$A_n(k_x,k_y,\omega)+\int_0^\infty e^{-\lambda_n z} B_n\, dz \equiv A_n + I_n = A_n^0(k_x,k_y,\omega),\ n=2,4,6. \tag{15}$$

Для нахождения коэффициентов A_1, A_2, A_3, определяющих подсистему поверхностных волн, запишем граничные условия /7/ в Фурье-представлении по переменным x, y, t:

$$\begin{gathered} \bar U_z + ik_x \bar W + \bar N_{xz,z} = 0, \\ \bar V_z + ik_y \bar W + \bar N_{yz,z} = 0, \\ (r-2)\left[ik_x \bar U + ik_y \bar V\right] + r\bar W_z + \bar N_{zz,z} = 0. \end{gathered} \tag{16}$$

Из системы уравнений /16/, после подстановки разложения /10/, получаем алгебраическую систему уравнений для A_1, A_3, A_5:

$$\begin{gathered} -\frac{2i}{\omega}\frac{k_x}{k}\lambda_p A_1 - \frac{i(\lambda_s^2+k_x^2)}{\omega\lambda_s}A_3 - \frac{ik_xk_y}{\omega\lambda_s}A_5 = D_1, \\ -\frac{2i}{\omega}\frac{k_y}{k}\lambda_p A_1 - \frac{ik_xk_y}{\omega\lambda_s}A_3 - \frac{i(\lambda_s^2+k_y^2)}{\omega\lambda_s}A_5 = D_2, \\ \frac{2k^2-\omega^2}{\omega k}A_1 + \frac{2k_x}{\omega}A_3 + \frac{2k_y}{\omega}A_5 = D_3. \end{gathered} \tag{17}$$

В системе /17/ правые части определяются выражениями

$$D_1 = -\left(\frac{2i}{\omega}\frac{k_x}{k}\lambda_p A_2^0 + \frac{i}{\omega\lambda_s}(\lambda_s^2+k_x^2)A_4^0 + \frac{ik_xk_y}{\omega\lambda_s}A_6^0\right) +$$

$$+\left[\frac{2i}{\omega}\frac{k_y}{k}\lambda_p I_2 + \frac{i}{\omega\lambda_s}(\lambda_s^2+k_x^2)I_4 + \frac{ik_xk_y}{\omega\lambda_s}I_6 - \bar N_{xz,z}\right] \equiv D_1^0 + D_1^R,$$

$$D_2 = -\left(\frac{2i}{\omega}\frac{k_y}{k}\lambda_p A_2^0 + \frac{ik_xk_y}{\omega\lambda_s}A_4^0 + \frac{i(\lambda_s^2+k_y^2)}{\omega\lambda_s}A_6^0\right) +$$

$$+\left[\frac{2i}{\omega}\frac{K_y}{K}\lambda_p I_2+\frac{iK_x K_y}{\omega\lambda_s}I_4+\frac{i(\lambda_s^2+K_y^2)}{\omega\lambda_s}I_6-\overline{N}_{yz,z}\right]\equiv D_2^0+D_2^R\,,$$

$$D_3=\left(\frac{\omega^2-2K^2}{\omega K}A_2^0-\frac{2K_x}{\omega}A_4^0-\frac{2K_y}{\omega}A_6^0\right)- \tag{18}$$

$$-\left[\frac{\omega^2-2K^2}{\omega K}I_2-\frac{2K_x}{\omega}I_4-\frac{2K_y}{\omega}I_6-\overline{N}_{zz,z}\right]\equiv D_3^0+D_3^R\,.$$

В выражениях /18/, слагаемые, заключённые в круглые скобки и обозначенные через D_n^0, определяют поле отражённых от границы объемных волн. Слагаемые в квадратных скобках, обозначенные через D_n^R, определяют спектральную плотность поверхностных волн. Разрешая алгебраическую систему /17/ относительно переменных A_1, A_3, A_5, получаем

$$A_1=Q_1/\Delta+\Gamma_{pp}A_2^0+\Gamma_{ps}A_4^0\,,$$

$$A_3=Q_3/\Delta+\Gamma_{ss}A_4^0+\Gamma_{ps}A_2^0\,, \tag{19}$$

$$A_5=Q_5/\Delta+A_6^0\,.$$

Здесь $Q_n=\sum_{i=1}^{3}D_i^R\cdot\Delta_n^i$; Δ_n^i, Δ -алгебраические дополнения и определитель системы уравнений /17/; $\Delta=-\xi R(\xi)$, $\xi=K/\omega$, R -функция Рэлея /1/, определяющая дисперсионное соотношение для поверхностных волн; Γ_{pp}, Γ_{ps}, Γ_{sp}, Γ_{ss} -коэффициенты отражения объёмных плоских волн от свободной границы полупространства

$$\Gamma_{pp}=\left[4æ_p æ_s-(2-c_x^2)^2\right]/\Delta_0\,,\qquad \Gamma_{sp}=4(c_x^2-2)/\Delta_0\,,$$

$$\Gamma_{ss}=\left[(c_x^2-2)^2-4æ_p æ_s\right]/\Delta_0\,,\qquad \Gamma_{ps}=4æ_p æ_s(c_x^2-2)/\Delta_0\,,$$

$$\Delta_0=4æ_p æ_s+(2-c_x^2)^2,\quad æ_p=\sqrt{c_x^2/r-1}\,,\quad æ_s=\sqrt{c_x^2-1}\,,$$

c_x -скорость объёмной волны в направлении оси X.

Из вида выражения для $\varkappa_p$ следует, что при углах падения сдвиговой волны $i_s > \arcsin(\sqrt{r})$ величина $\varkappa_p^2$ становится отрицательной. При этом часть энергии поперечной волны трансформируется в неоднородную по z продольную волну и необходимо считать $\mathrm{Im}\,\varkappa_p > 0$.

В соотношениях /I9/ слагаемые вида Q_n/Δ определяют поле поверхностных волн. Разложим эти дроби по нулям знаменателя Δ, соответствующим поверхностным рэлеевским волнам /I2-I3/. В разложении сохраним только слагаемые, соответствующие квазимонохроматическим волнам, распространяющимся в направлениях единичных векторов $\vec{n}_{1,2}=(\cos\varphi,\pm\sin\varphi)$, где угол φ определяется из условий пространственно-временного синхронизма. Опуская громоздкие вычисления, связанные с подстановкой физических полей в нелинейные слагаемые I_2, I_4, I_6, после процедуры усреднения, получаем уравнения для огибающих рэлеевских волн $V_{1,2}$

$$\frac{1}{c}\frac{\partial V_{1,2}}{\partial t}+\cos\varphi\frac{\partial V_{1,2}}{\partial x}\pm\sin\varphi\frac{\partial V_{1,2}}{\partial y}=i\omega_0\sigma_{1,2}^m V_0^m V_{2,1}^*, \qquad (20)$$

$$m=1,2,3, \quad \sigma_1^n=\sigma_2^n, \quad \sigma_1^3=-\sigma_2^3, \quad n=1,2,$$

где $V_{1,2}$ -амплитуда горизонтальной скорости в поверхностной волне на границе полупространства; V_0^m -амплитуда колебательной скорости в падающей объёмной волне; значение индекса $m=1,2,3$ соответствуют исходным P, SV и SH волнам.

Уравнения /20/ определяют динамику поверхностных волн малой амплитуды в поле интенсивных объёмных возмущений. Выражения для комплекснозначных коэффициентов нелинейного взаимодействия $\sigma_{1,2}^m$ имеют громоздкий вид и здесь не приводятся.

В пространственно-однородном случае из уравнений /20/ получаем выражения для характеристических показателей системы

$$\gamma_e^m=\pm\omega_0 c\,|\sigma_e^m|\,V_0^m, \qquad m=1,2\ ,$$

$$\gamma_e^3=\pm i\omega_0 c\,|\sigma_e^3|\,V_0^3, \qquad e=1,2\ .$$

Действительные значения характеристических показателей для $m=1,2$ указывают на возможность развития неустойчивости рэлеевских волн в

Действительные значения характеристических показателей для m =I,2 указывают на возможность развития неустойчивости рэлеевских волн в поле P и SV возмущений. В поле интенсивных SH возмущений поверхностная волна устойчива и воздействие объёмного поля в этом случае проявляется в изменении частоты рэлеевской волны /ср./I5//.

На рис. 2-3 приведены зависимости $|\sigma^m|$ и $\arg(\sigma^m)$ от угла падения объёмной волны. Расчёты выполнены для различных коэффициентов Пуассона среды и постоянном соотношении модулей $A/\mu = 10$, $A = B = C$. Из рисунков следует, что величина параметрического воздействия и оптимальная разность фаз для m =I,2 существенно зависят от угла падения объёмной волны.

Определим пороговое значение колебательной скорости объёмной волны, обусловленное диссипативными процессами в твёрдом теле. В этом случае линейные модули упругости становятся комплексными и могут быть представлены в виде следующих соотношений:

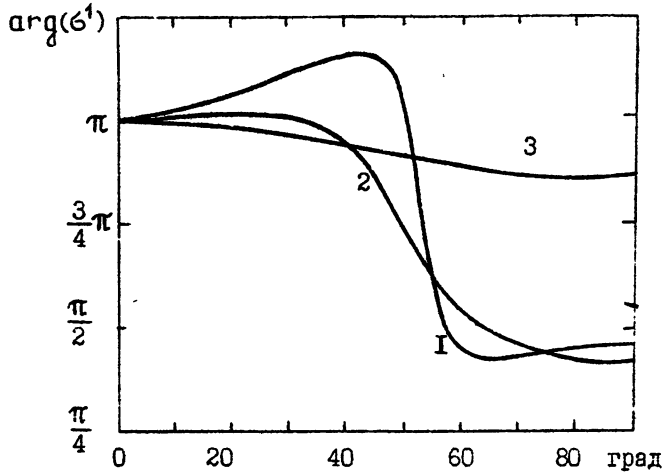
$$\lambda = \lambda_0 \left(1 - \frac{i}{Q}\right), \quad \mu = \mu_0 \left(1 - \frac{i}{Q}\right),$$

где Q -добротность среды.

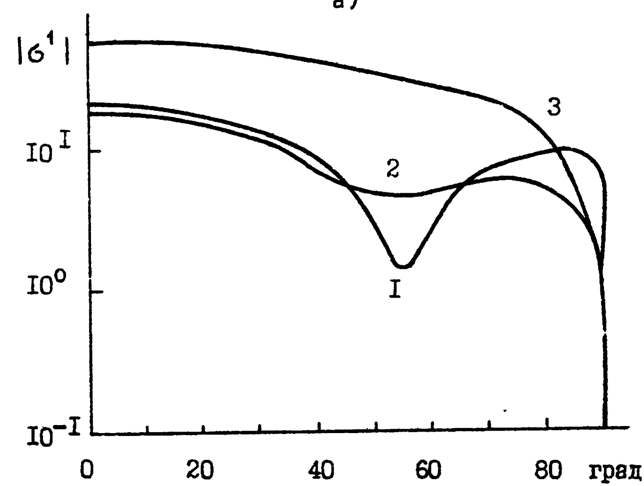
Для сейсмических волн, например, в диапазоне частот от Iгц до I00гц добротность практически не зависит от частоты /I/. Приравнивая инкримент неустойчивости γ^m коэффициенту линейного затухания рэлеевской волны в сейсмической среде / $\lambda_0 = \mu_0$ / $\gamma_{лин} = \omega_0/2CQ$, получаем соотношение для колебательной скорости

$$V_0^m = (2c^2 Q |\sigma^m|)^{-1}.$$

При нормальном падении продольной волны на границу полупространства с параметрами Q =I00, C =0,92 /сейсмическая среда/, A/μ =500, получаем $V_0^1 \approx 10^{-5}$.

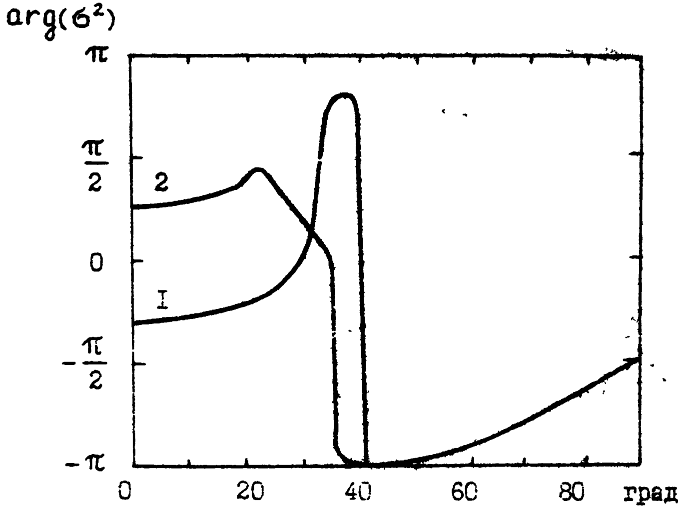


а)

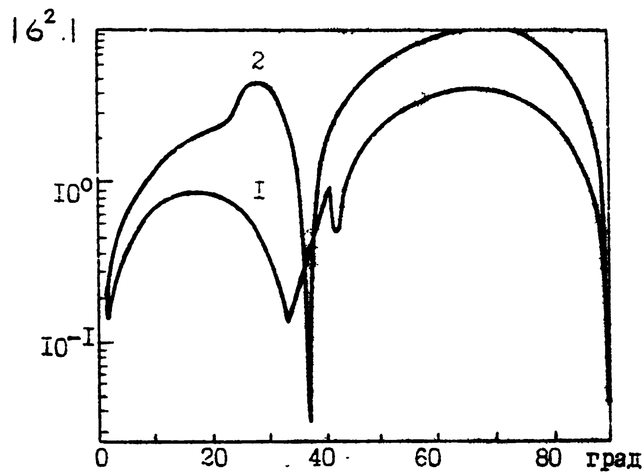


б)

Р и с. 2. Зависимости фазы (а) и модуля (б) коэффициента взаимодействия 6^1 от угла падения продольной волны для различных коэффициентов Пуассона: I – ν = 0,I , 2 – ν = 0,25, 3 – ν = 0,4



а)



Р и с. 3. Зависимости фазы (а) и модуля (б) коэффициента взаимодействия 6^2 от угла падения поперечной волны SV для различных коэффициентов Пуассона: I – ν = 0,25, 2 – ν = 0,4

Литература

1. Аки К., Ричардс П. Количественная сейсмология. Т.I-М.: Мир, 1983.
2. Vella P.J., Padmore T.C., Stegeman G.I. Nonlinear surface-wave interactions: Parametric mixing and harmonic generation. - J. Appl.Phys., 1974, v.45, p.1993-2006.

3. Пятаков П.А., Лямов В.Е. Нелинейные взаимодействия объёмных и поверхностных упругих волн в кристаллах.- Физика твёрдого тела, 1975, Т. 17,стр. 752-761.
4. Padmore T.C., Stegman G.I. Surface-wave nonlinearities: Nonlinear bulk-wave generation by two opposite directed collinear surface waves. - J.Appl.Phys., 1976, v.47, p.1209-1227.

5. Бондаренко В.С., иванов П.Г., Плужников В.М., Соболев Б.В. Параметрическое взаимодесствие поверхностных и объёмных волн в сегнетоэлектрических монокристаллах ниобата лития. - Тез. докл. Всесоюзной конф. "Проблемы исследования свойств сегнетоэлектриков". - Ужгород.: 1974, ч.I,с. 95-96.
6. Конюхов Б.А., Шалашов Г.М. О нерезонансных параметрических взаимодействиях поверхностных волн в изотропных твёрдых телах.- ПМТФ, 1973,№ 4, стр. 163-172.
7. Гиц И.Д., Конюхов Б.А. Взаимодействие поверхностных и продольных волн в твёрдых теле.- Акуст. ж., 1974, т. 20, №6,стр. 8272831.
8. Руденко О.В., Солуян С.И. Теоретические основы нелинейной акустики.- М.: 1975.
9. Зарембо Л.К., Красильников В.А. Введение в нелинейную акустику.- М.: Наука, 1966.
10. Красильников В.А., Крылов В.А. Введение в физическую акустику.- М.: Наука, 1984.
11. Новиков А.А. О применении метода связанных волн к анализу нерезонансных взаимодействий.- Изв. вузов Радиофизика.- 1976.- Т. 19.,№ 2, стр. 321-323.
12. Постников Л.В. К вопросу отыскания и исследования квазигармонических колебаний в слабонелинейных системах. // Изв. вузов Радиофизика.- 1971.-Т. 14, № 11, с. 1700-1707.

13. Гринченко В.Т., Мелешко В.В. Гармонические колебания и волны в упругих телах, Киев.: Наукова Думка, 1981.

14. Соколов А.В. Эволюционное уравнение для волны Рэлея на границе однородного полупространства.- Препринт НИРФИ № 225, Горький, 1987.

15. Заборонкова Т.М., Кондратьев И.Г., Петров В.В. О распадном взаимодействии электромагнитных волн в полуограниченной плазме. // Изв. вузов Радиофизика.- 1976, т. 19, с. 1475-1480.

Дата поступления статьи
4 августа 1987 г.

Александр Васильевич Соколов

РЕЗОНАНСНОЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВОЗМУЩЕНИЕ РЭЛЕЕВСКИХ ВОЛН
ПОЛЕМ ОБЪЕМНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

Подписано в печать 03.12.87 г. МЦ 00651. Формат 60х84 1/16
Бумага множительная. Печать офсетная. Объем 1 п. л. Заказ 4619
Бесплатно. Тираж 100

Отпечатано на ротапринте НИРФИ