ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
Մեխանիկա XXXVIII, № 3, 1985 Механика

УДК 534.221

РЕШЕНИЕ СМЕШАННОЙ ЗАДАЧИ О СОУДАРЕНИИ ТЕЛ, ОГРАНИЧЕННЫХ УПРУГИМИ ПОЛУПЛОСКОСТЯМИ

МАРТИРОСЯН А. Н., САФАРЯН Ю. С.

Решение задачи о соударении стержней со свободными поверхностями методом Смирнова—Соболева дано в [1, 2]. Задачи о соударении плоских и осесимметричных тел при наличии смешанных условий методом интегральных преобразований решены в [3, 4]. Применением метода обращения интегральных преобразований [5, 6] решение приводится к форме Смирнова—Соболева. Вместе с тем асимптотика решения получается значительно проще, чем в [1]. Задачи для точечных импульсов методом плоских волн были рассмотрены в [10]. Решения динамических задач теории упругости методом интегральных преобразований даны в [6], [7], [8], [9].

Рассматривается задача о соударении двух полуполос с упругими постоянными λ', μ', ρ' и высотой $2h$, ограниченных с обеих сторон упругими полуплоскостями $|y|\geqslant h$, имеющими упругие постоянные λ, μ, ρ. В результате соударения образуется слой высотой $2h$ между упругими полуплоскостями. Левая полуполоса движется вдоль жесткой заделки $x<0$, а правая—между полуплоскостями.

Граничные условия следующие:

$$
\begin{aligned}
&y=\pm h,\ u=u',\ v=v',\ \sigma_{yy}=\sigma'_{yy},\ \sigma_{xy}=\sigma'_{xy},\ x>0\\
&v'=v=0,\ \ \sigma_{xy}=\sigma'_{xy}=0,\quad x<0
\end{aligned}
\tag{1}
$$

где u, v—компоненты перемещений по осям X, Y в полуплоскостях, σ_{xy}, σ_{yy}—тензора напряжений, штрих обозначает величины, относящиеся к слою. Условия на ребре имеют вид u, v, u', $v'=O(\sqrt{x^2+(y-|h|)^2}$ при $x\to 0$, $y\to 0$. Для случая $h=\infty$ решение одномерно и имеет вид [1]

$$
\frac{\partial u'_0}{\partial x}=-\frac{V_0}{a'}\sigma\left(t-\frac{|x|}{a'}\right),\quad v'_0=0 \tag{2}
$$

где $a'=\sqrt{\dfrac{\lambda'+2\mu'}{\rho'}}$, V_0—скорость полуполос до соударения, начало координат O выбрано в середине слоя, ось x направлена по его средней линии, ось y—вверх.

В силу симметрии рассматривается движение слоя и полуплоскостей для $y \geqslant 0$, причем высота h считается значительно меньше характерной длины at. Рассмотрена асимптотика решения для $|x|$, значительно больших h.

Для перемещений имеет место

$$u = \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad v = \frac{\partial \varphi}{\partial y} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \tag{3}$$

где φ, ψ удовлетворяют волновым уравнениям со скоростями a, b $a = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}$, $b = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$, ρ — плотность среды.

В силу четности u и нечетности v по y, можно рассматривать решение $y \geqslant 0$ и полагать для преобразований по Лапласу по переменной t (t — время)

$$\overline{\varphi} = \int_{-\infty}^{\infty} A \exp(i\overline{\alpha} x + i\overline{\beta}_1 (y-h)) d\overline{\alpha}, \quad \psi = \int_{-\infty}^{\infty} B \exp(i\overline{\alpha} x + i\overline{\beta}_2 (y-h)) d\overline{\alpha}$$

$$\overline{\varphi}' = \int_{-\infty}^{\infty} A' \exp(i\overline{\alpha} x) \cos \overline{\beta}_1' y \, d\overline{\alpha} + \varphi_0', \quad \psi' = \int_{-\infty}^{\infty} B' \exp(i\overline{\alpha} x) \sin \overline{\beta}_2' y \, d\overline{\alpha} + \overline{\psi}_0' \tag{4}$$

где φ_0', ψ_0' есть решение одномерной задачи в предположении, что слой вырождается в плоскость ($h = \infty$), даваемое формулой (1)

$$\overline{\beta}_{1,2} = \sqrt{\frac{\omega^2}{c_{1,2}^2} - \overline{\alpha}^2}, \quad \overline{\beta}_{1,2}' = \sqrt{\frac{\omega^2}{c_{1,2}'^2} - \overline{\alpha}^2}, \quad c_1 = a, \quad c_2 = b, \quad c_1' = a', \quad c_2' = b'$$

$\omega = is$ — частота, s — параметр преобразования Лапласа. Введем в слое возмущенные перемещения $u' = u_0' + U'$, $v' = V'$. Можно получить при малых y

$$\overline{U}, \overline{V} = \int_{-\infty}^{\infty} \overline{\overline{U}}, \overline{\overline{V}} \exp(i\overline{\alpha} x) d\overline{\alpha}, \quad \overline{\overline{U}} = i(\overline{\alpha} A + \overline{\beta}_2 B), \quad \overline{\overline{V}} = i(\overline{\beta}_1 A - \overline{\alpha} B)$$

$$\frac{\overline{\overline{\sigma}}_{yy}}{\rho} = -\omega^2 A + 2b^2 \overline{\alpha}^2 A + 2b^2 \overline{\alpha} \, \overline{\beta}_2 B$$

$$\frac{\overline{\overline{\sigma}}_{yy}}{\rho'} = (2b'^2 \overline{\alpha}^2 - \omega^2) A' - 2b'^2 i \overline{\alpha} \, \overline{\beta}_2' B' + \overline{\overline{\sigma}}_{0yy}$$

$$\frac{\overline{\overline{\sigma}}_{xy}}{\rho} = b^2 \left(2\overline{\alpha}^2 - \frac{\omega^2}{b^2} \right) B - 2\overline{\alpha} \, \overline{\beta}_1 A, \quad \frac{\overline{\overline{\sigma}}_{xy}}{\rho'} = y \left(2\overline{\alpha}^2 \overline{\beta}_2' B' - 2i\overline{\alpha} \, \overline{\beta}_1'^2 A' - \frac{\omega^2}{b'^2} \overline{\beta}_2' B' \right) \tag{5}$$

$$\overline{\overline{u}}' = A' i \overline{\alpha} + \overline{\beta}_2' B' + \overline{\overline{u}}_0', \quad \overline{\overline{V}}' = (-A' \overline{\beta}_1'^2 - B' i \overline{\alpha} \, \overline{\beta}_2') y$$

где

$$\bar{\bar{u}}_0' = \frac{V_0}{2\pi a'\omega i\bar{\alpha}\left(\frac{\omega}{a'} - \bar{\alpha}\right)}, \quad x > 0, \quad \frac{\bar{\bar{\sigma}}_{0xy}}{\rho'} = (a'^2 - 2b'^2)\bar{\bar{u}}_0' i\bar{\alpha}$$

Введем аналитические функции $\bar{\alpha}$ в верхней и нижней полуплоскостях

$$\Omega^+ = \bar{\bar{\sigma}}_{yy} - \bar{\bar{\sigma}}_{yy}', \quad U^+ = \bar{U} - \bar{U}'$$

$$\sigma_{xy}^- = \bar{\bar{\sigma}}_{xy} = \bar{\bar{\sigma}}_{xy}', \quad V^- = \bar{V} = \bar{V}'$$

Условия (1) можно записать в виде

$$(2b'^2\bar{\alpha}^2 - \omega^2)A'\rho' - 2b'^2 i\bar{\alpha}\bar{\beta}_2 B'\rho' + \rho'(a'^2 - 2b'^2)\bar{\bar{u}}_0' i\bar{\alpha} + \Omega^+ =$$

$$= \rho(-\omega^2 + 2b^2\bar{\alpha}^2)A + 2b^2\bar{\alpha}\bar{\beta}_2 B$$

$$i\bar{\alpha}A' + \bar{\beta}_2 B' + \bar{\bar{u}}_0 + U^+ = (\bar{\alpha}A + \bar{\beta}_2 B)i \tag{6}$$

$$h(\bar{\beta}_1^2 A' + iB'\bar{\alpha}\bar{\beta}_2) - V^- = -i(\bar{\beta}_1 A - \bar{\alpha}B)$$

$$b^2\rho\left[\left(2\bar{\alpha}^2 - \frac{\omega^2}{b^2}\right)B - 2\bar{\alpha}\bar{\beta}_1 A\right] = b'^2\rho'\left(2\bar{\alpha}^2\bar{\beta}_2 B_1' - 2i\bar{\alpha}\bar{\beta}_1^2 A_1' - \frac{\omega^2}{b'^2}\bar{\beta}_2 B_1'\right) = \sigma_{xy}^-$$

Положим $A' = A_1' + A_2'$, $B' = B_1' + B_2'$, $\sigma_{xy}^- = \sigma_{0xy}^- + \sigma_{1xy}^-$

где A_1', $B_1' = O(1)$, A_2', $B_2' = O(h)$, $\sigma_{0xy}^- = O(h)$, $\sigma_{1xy}^- = O(h^2)$

Из (6) можно получить, что A и B имеют порядок h. Решая уравнения (6) в порядке единицы методом Винера-Хопфа, можно найти

$$\frac{\sigma_{0xy}^-}{\rho'} = ha'^2\bar{\beta}_1^2\bar{\bar{u}}_0', \quad U^+ = \Omega^+ = 0, \quad V^- = 0, \quad A_1' = \frac{a'^2}{\omega^2} i\bar{\alpha}\bar{\bar{u}}_0, \quad B_1' = -\frac{a'^2\bar{\beta}_1^2\bar{\bar{u}}_0}{\omega^2\bar{\beta}_2'}$$

Подставляя полученные значения в (5), можно заметить, что слагаемые с A_1', B_1' сокращаются со слагаемыми, содержащими индекс 0. Тогда в порядке h можно получить из (6)

$$A = -\frac{\rho'}{\rho}\frac{ha'^2\bar{\alpha}\bar{\beta}_1^2\bar{\bar{u}}_0'}{\omega^2\bar{\beta}_1}, \quad B = -\frac{\rho'}{\rho}\frac{ha'^2\bar{\beta}_1^2\bar{\bar{u}}_0'}{\omega^2} \tag{7}$$

$$A_2' = \frac{b'^2}{\omega^2 h\bar{\beta}_1'^2}\left[\frac{i\bar{\alpha}}{\rho' b'^2}\sigma_{1xy}^- + \left(2\bar{\alpha}^2 - \frac{\omega^2}{b'^2}\right)V^-\right], \quad B_2' = \frac{b'^2}{h\omega^2\bar{\beta}_2'}\left(2i\bar{\alpha}V^- - \frac{\sigma_{1xy}^-}{\rho' b'^2}\right)$$

Подставляя (7) в первое и второе уравнения (6), получим уравнение Винера-Хопфа и после исключения σ_{xy}^- получим уравнение

$$\frac{a'^2 V^-}{h} + \frac{\Omega^+}{\rho'} - (a'^2 - 2b'^2)i\bar{\alpha}U^+ = f(\bar{\alpha}) \tag{8}$$

$$f(\bar{\alpha}) = \frac{ha'^2\bar{\beta}_1^2\bar{\alpha}}{\omega^2\bar{\beta}_1}\left[b^2\left(\frac{\omega^2}{b^2} - 2\bar{\alpha}^2 - 2\bar{\beta}_1\bar{\beta}_2\right) - \frac{\rho'}{\rho}(a'^2 - 2b'^2)(\bar{\alpha}^2 + \bar{\beta}_1\bar{\beta}_2)\right]\bar{\bar{u}}_0$$

Согласно [7] можно записать представление функции $f(\bar{\alpha})$ в виде

$$f(\bar{\alpha})=f^-(\bar{\alpha})+f^+(\bar{\alpha}), \quad \text{где} \quad f^-(\bar{\alpha})=\frac{1}{\omega}\chi(\alpha), \quad \bar{\alpha}=\alpha\omega$$

$$\chi(\alpha)=-\frac{a'\rho'(a'^2-2b'^2)hV_0}{2\pi^2 i\rho}\int\limits_{a^{-1}}^{b^{-1}}\frac{\left(\xi+\frac{1}{a'}\right)\xi^2 d\xi}{\gamma_1(\xi-\alpha)}+\frac{b^2a'V_0h}{2\pi^2 i}\int\limits_{a^{-1}}^{b^{-1}}\frac{\chi(\xi)\left(\frac{1}{a'}+\xi\right)d\xi}{\gamma_1(\xi-\alpha)}-$$

$$\frac{a'V_0hb^2}{2\pi^2 i}\int\limits_{b^{-1}}^{\infty}\frac{[\chi(\xi)+2\gamma_1\gamma_2]\left(\xi+\frac{1}{a'}\right)d\xi}{(\xi-\alpha)\gamma_1}-\frac{\rho'}{\rho}\frac{V_0(a'^2-2b'^2)ha'}{2\pi^2 i}\times$$

$$\times\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{(\xi^2-\gamma_1\gamma_2)\left(\frac{1}{a'}+\xi\right)d\xi}{\gamma_1(\xi-\alpha)} \tag{9}$$

$$\gamma_1=\sqrt{\xi^2-\frac{1}{a^2}}, \quad \gamma_2=\sqrt{\xi^2-\frac{1}{b^2}}, \quad \alpha|h|\ll 1$$

Решение уравнения Винера—Хопфа (8) имеет вид

$$V^-=\frac{h}{a'^2}f^-(\bar{\alpha}) \tag{10}$$

Подставляя V^- в вышеуказанную систему Винера-Хопфа, получим уравнения

$$\frac{\sigma_{1xy}^-}{a'^2h\rho'\left(\bar{\alpha}-\frac{\omega}{a'}\right)}+\left(\frac{\omega}{a'}+\bar{\alpha}\right)U^+=f_1(\bar{\alpha})+\frac{i\bar{\alpha}(a'^2-2b'^2)f^-(\bar{\alpha})}{a'^4\left(\frac{\omega}{a'}-\bar{\alpha}\right)}-\frac{\rho'}{\rho}\frac{hV_0}{\pi a'^2b\bar{\alpha}} \tag{11}$$

где

$$f_1(\bar{\alpha})=-\frac{i\rho'}{\rho}ha'^2\bar{\beta}_1^2\left(\frac{\omega}{a'}+\bar{\alpha}\right)(\bar{\alpha}^2+\bar{\beta}_1\bar{\beta}_2)\frac{\bar{\bar{u}}_0}{\omega^2\bar{\beta}_1}+\frac{\rho'hV_0}{\rho\pi a'^2b\bar{\alpha}} \tag{12}$$

Записывая снова $f_1(\bar{\alpha})=f_1^-(\bar{\alpha})+f_1^+(\alpha)$ и решая уравнения Винера-Хопфа, получим

$$\sigma_{xy}^-=-\frac{\rho'hi(a'^2-2b'^2)f^-(\bar{\alpha})}{a'^2b^2}-\rho'a'^2h\left(\frac{\omega}{a'}-\bar{\alpha}\right)f_1^-(\bar{\alpha})$$

$$f_1^-(\bar{\alpha})=\frac{\chi_1(\alpha)}{\omega}, \quad \chi_1(\alpha)=-\frac{\rho'hV_0a'}{\rho\pi^2}\left\{\int\limits_{a^{-1}}^{b^{-1}}\frac{\left(\frac{1}{a'}+\xi\right)\xi d\xi}{\gamma_1(\xi-\alpha)}+\right. \tag{13}$$

$$\left.+\int\limits_{b^{-1}}^{\infty}\frac{\left(\frac{1}{a'}+\xi\right)^2(\xi^2-\gamma_1\gamma_2)}{\xi\gamma_1(\xi-\alpha)}d\xi\right\}$$

Подставляя (10)—(13) в (7) и используя (5), можно получить

$$\overline{U}' = \frac{1}{\omega^3} \frac{\chi_1(\alpha)}{\frac{1}{a'} + \alpha}, \quad \overline{V}' = \frac{1}{a'^2 \omega} \chi(\alpha) y \tag{14}$$

Поскольку $\frac{\partial U'}{\partial x} = \int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{\chi_1(\alpha)\, i\alpha\, d\alpha}{a'^{-1} + \alpha}$, применяя метод обращения интегральных преобразований [5], получим решение в форме Смирнова-Соболева

$$\frac{\partial u'}{\partial x} = -\frac{2\mathrm{Re}\, i \chi_1\left(\frac{t}{x}\right)}{x\left(a'^{-1} + \frac{t}{x}\right)} \frac{t}{x}, \quad \frac{\partial v'}{\partial y} = -\frac{2}{x} \mathrm{Re} \frac{1}{a'^2} \chi\left(\frac{t}{x}\right) \tag{15}$$

Как видно из (9) и (13), при $\alpha < \frac{1}{a}$ интегралы не содержат полюсов, причем $\chi(\alpha)$ мнимое, а $\chi_1(\alpha)$, действительное решение (15), равно нулю. Подобным же образом можно показать равенство нулю членов в (15), соответствующих при $\alpha < \frac{1}{b}$ неособым интегралам. Таким образом, имеются в слое продольные и поперечные волны со скоростями a, b, которые соответствуют полуплоскостям. Асимптотика решения задачи соударения полуполос, ограниченных упругими полуплоскостями, имеет порядок h и волны в слое имеют те же скорости, что и в полуплоскостях. В отличие от этого, при $\mu = 0$, то есть для жидких полуплоскостей, также как и в случае отсутствия вещества в них, можно показать, что $A, B \to 0$, $\beta_2 \to \infty$, система (6) вырождается, при этом $\frac{\partial u'}{\partial x}$ немало и решение соответствует волнам в пластинках [3].

В случае отсутствия смешанных граничных условий $\Omega^+ = V^- = 0$, и асимптотика решения примет вид

$$\frac{\partial u'}{\partial x} = -2\mathrm{Re} \frac{V_0 h \left[\frac{t^2}{x^2} - \gamma_1\left(\frac{t}{x}\right) \gamma_2\left(\frac{t}{x}\right)\right]}{\pi x \gamma_1\left(\frac{t}{x}\right)}$$

$$\frac{\partial v'}{\partial y} = 2\,\mathrm{Re} \frac{V_0 h}{\pi x \gamma_1\left(\frac{t}{x}\right)} \left\{\left(\frac{t^2}{x^2} - \gamma_1\left(\frac{t}{x}\right)\gamma_2\left(\frac{t}{x}\right)\right)\left(1 - \frac{2b'^2}{a'^2}\right) - \right.$$

$$\left. - \frac{1}{a'^2} \frac{\rho}{\rho'} \left[1 - 2b'^2 \frac{t^2}{x^2} + 2b'^2 \gamma_1\left(\frac{t}{x}\right) \gamma_2\left(\frac{t}{x}\right)\right]\right\}$$

Вновь следует, что при $h \approx 0$ решение в слое мало и скорости волн равны a и b. Для $\Delta'=\frac{\partial u'}{\partial x}+\frac{\partial v'}{\partial y}$ получается решение, содержащее слагаемые, соответствующие волнам со скоростями a, b. В то же время при $b=0$ получается асимптотика решения, для которой $\frac{\partial u'}{\partial x}$ немало и совпадает с полученным другим методом решением [1]. Для малых x задача двухмерна и требуется решение методом рекуррентных соотношений [3, 4].

В полуплоскости $y \geqslant h$, $A=-\frac{h}{i\beta_1}(\beta_1^2 A'+i\alpha\beta_2 B')$, тогда в порядке $\bar{u}_0'$ можно получить при $\mu=0$

$$A'=\frac{\sigma'_{0yy}b'^2}{\rho' D}\left(\frac{\omega^2}{b'^2}-2\alpha^2\right),\quad B'=-\frac{2i\bar{\alpha}\bar{\beta}_1'}{\bar{\beta}_2\rho' D}\sigma'_{0yy}$$

$$D=\frac{\omega^2}{b'^2}\left(\omega^2-4\bar{\alpha}^2 b'^2+\frac{4b'^4}{a'^2}\bar{\alpha}^2\right)$$

Вычисляя вычет при $\alpha=\alpha_0=\frac{1}{c_0}$, где $c_0=2b'\sqrt{1-\frac{b'^2}{a'^2}}$ есть скорость пластинчатых волн, можно получить асимптотику решения, которая совпадает с решением соударения при наличии свободных поверхностей, имеющим вид [1], [3]

$$\frac{\partial u'}{\partial x}=-\frac{V_0}{c_0'}\sigma\left(t-\frac{x}{c_0'}\right),\quad \Delta'=\frac{2b'^2}{a'^2}\frac{\partial u'}{\partial x}=\frac{\partial u'}{\partial x}+\frac{\partial v'}{\partial y}$$

где $\sigma(x)$—единичная функция. В жидкости из (6) можно получить

$$A=\frac{ihV_0k'}{\pi\omega^3\beta_1 a'^2(1-c_0^2\alpha^2)},\quad k'=a'^2-2b'^2$$

Тогда из $\frac{\partial u}{\partial x}$ можно получить, обращая формулу для интегральных преобразований [5], решение в виде

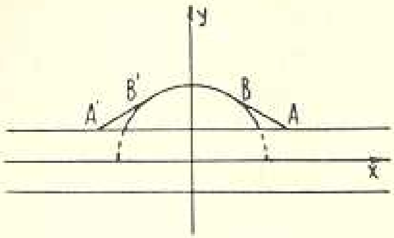
$$\frac{\partial u}{\partial x}=-\operatorname{Re}\frac{2\alpha_1^2 hV_0k'}{\pi a'^2(1-c_0^2\alpha_1^2)\sqrt{t^2-\frac{r^2}{a^2}}},\quad \alpha_1=\frac{tx+i(y-h)\sqrt{t^2-\frac{r^2}{a^2}}}{r^2}$$

Вблизи волны $r\approx at$, $\alpha_1\approx\frac{x}{a^2t}$, $\beta_1\approx\frac{y-h}{a^2t}$

$$\frac{\partial u}{\partial x}=-\frac{2\alpha_1^2 hV_0k'}{\pi a'^2(1-c_0^2\alpha_1^2)\sqrt{t^2-\frac{r^2}{a^2}}}$$

При $c_0>a$ имеется плоская волна AB (фиг. 1)

$\beta_0=\frac{\sqrt{c_0^2-a^2}}{c_0 a}$, $t-\alpha_0 x-\beta_0(y-h)=0$, которая касается волны $r=at$.



Фиг. 1.

Можно получить решение на волне AB в виде

$$u=\frac{hV_0a^2k'}{c_0a'^2k}\varphi[t-\alpha_0x-\beta_0(y-h)]$$

Авторы благодарят А. Г. Багдоева за ценные советы.

ԱՌԱՁԳԱԿԱՆ ԿԻՍԱՀԱՐԹՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐՈՎ ՍԱՀՄԱՆԱՓԱԿՎԱԾ ՄԱՐՄԻՆՆԵՐԻ ԲԱԽՄԱՆ ԽԱՌԸ ԽՆԴՐԻ ԼՈՒԾՈՒՄԸ

Ա. Ն. ՄԱՐՏԻՐՈՍՅԱՆ, ՅՈՒ. Ս. ՍԱՖԱՐՅԱՆ

Ամփոփում

Դիտարկվում է $2h$ բարձրությամբ և λ', μ', ρ' առաձգական հաստատուններ ունեցող կիսաշերտերի բախման խնդիրը, որոնք սահմանափակված են λ, μ, ρ գործակիցներ ունեցող առաձգական կիսահարթություններով։ Ձախ կիսաշերտը շարժվում է պինդ ամրացման ուղղությամբ, իսկ աջը՝ կիսահարթությունների միջև խառը եզրային պայմաններով խնդրի լուծումը որոշվում է Վիներ-Հոպֆի մեթոդով և ինտեգրալ ձևափոխությունների շրջմամբ։ Գտնված է լուծման ասիմպտոտիկան փոքր h-ի համար, ընդ որում ի տարբերություն հեղուկ կիսահարթությունների դեպքի, որոնց համար շերտում տարածվում է երկայնական սալաձև ալիքներ, առաձգական կիսահարթությունների համար շերտում կլինեն առաձգական կիսահարթություններում գտնվող ալիքների արագություններին հավասար արագությամբ ալիքներ և լուծումը համեմատական է h-ին։

THE SOLUTION OF MIXED PROBLEM OF IMPACT OF BODIES BOUNDED BY ELASTIC HALF-PLANES

A. N. MARTIROSIAN, Y. S. SAFARIAN

Summary

The problem of impact of two semistrips with elastic constants λ', μ', ρ' and depth $2h$ bounded by elastic half-planes having elastic coeffi-

cients λ, ρ, μ is considered. The left semistrip moves along a rigid wall and right-between half-planes. The solution of the mixed boundary problem is determined by the Winner-Hopf method and by inversion of integral transformation. The asymptotics of the solution for small h is obtained, in contrast to the case of fluid half-planes, for which the longitudinal plane waves propagate in the strip. In the case of elastic half-planes waves will occur in the strip with the speed of waves in elastic half-planes and the solution proportional to h.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Малков М. А.* Асимптотика двумерной задачи об упругом соударении стержней.— ПММ, 1958, т. 32, вып. 3.
2. *Малков М. А.* Двумерная задача об упругом соударении стержней.—Докл. АН СССР, 1965, т. 148, вып. 4.
3. *Багдоев А. Г., Мартиросян А. Н.* Задача соударения стержней при смешанных условиях.—ДАН СССР, 1976, т. 225, № 3.
4. *Багдоев А. Г., Мартиросян А. Н., Саркисян Г. А.* Решение некоторых нестационарных задач взаимодействия тел с упругими преградами.—Изв. АН СССР, МТТ, № 3, 1978, 75—84.
5. *Багдоев А. Г.* Определение фундаментальных решений для уравнений магнитоупругости.—Изв. АН АрмССР, Механика, 1974, т. 27, № 2, 13—23.
6. *Слепян Л. И.* Нестационарные волны. М.: Судпромгиз, 1962.
7. *Нобл В.* Применение метода Винера—Хопфа для решения дифференциальных уравнений с частными производными. М.: ИЛ, 1962.
8. *Сагомонян А. Я., Поручиков В. В.* Пространственные задачи неустановившегося движения сжимаемой жидкости. Изд. МГУ, 1970.
9. *Багдоев А. Г., Мартиросян А. Н.* Решение нестационарной задачи для анизотропной упругой плоскости с полубесконечным разрезом, на границах которого заданы нормальный и касательный импульсы.—МТТ, 1976, № 1.

Армянский педагогический институт
им. Х. Абовяна

Поступила в редакцию
13.IX.1983