ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

LXI 1975 2

УДК 539.3

ТЕОРИЯ УПРУГОСТИ

А. Ф. Минасян

Несимметричная контактная задача для полуплоскости с вертикальным разрезом

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР О. М. Сапонджяном 9/VI 1975)

Рассматривается плоская контактная несимметричная задача для изотропной полуплоскости, разрезанной вдоль оси y (рис. 1), начиная с расстояния a от границы.

На участке $(-a_2,a_1)$ границы полуплоскости приложен жесткий штамп, с основанием произвольной формы, несимметрично расположенный относительно разреза. На всей границе полуплоскости касательные напряжения отсутствуют, нормальные напряжения на границе отсутствуют вне штампа.

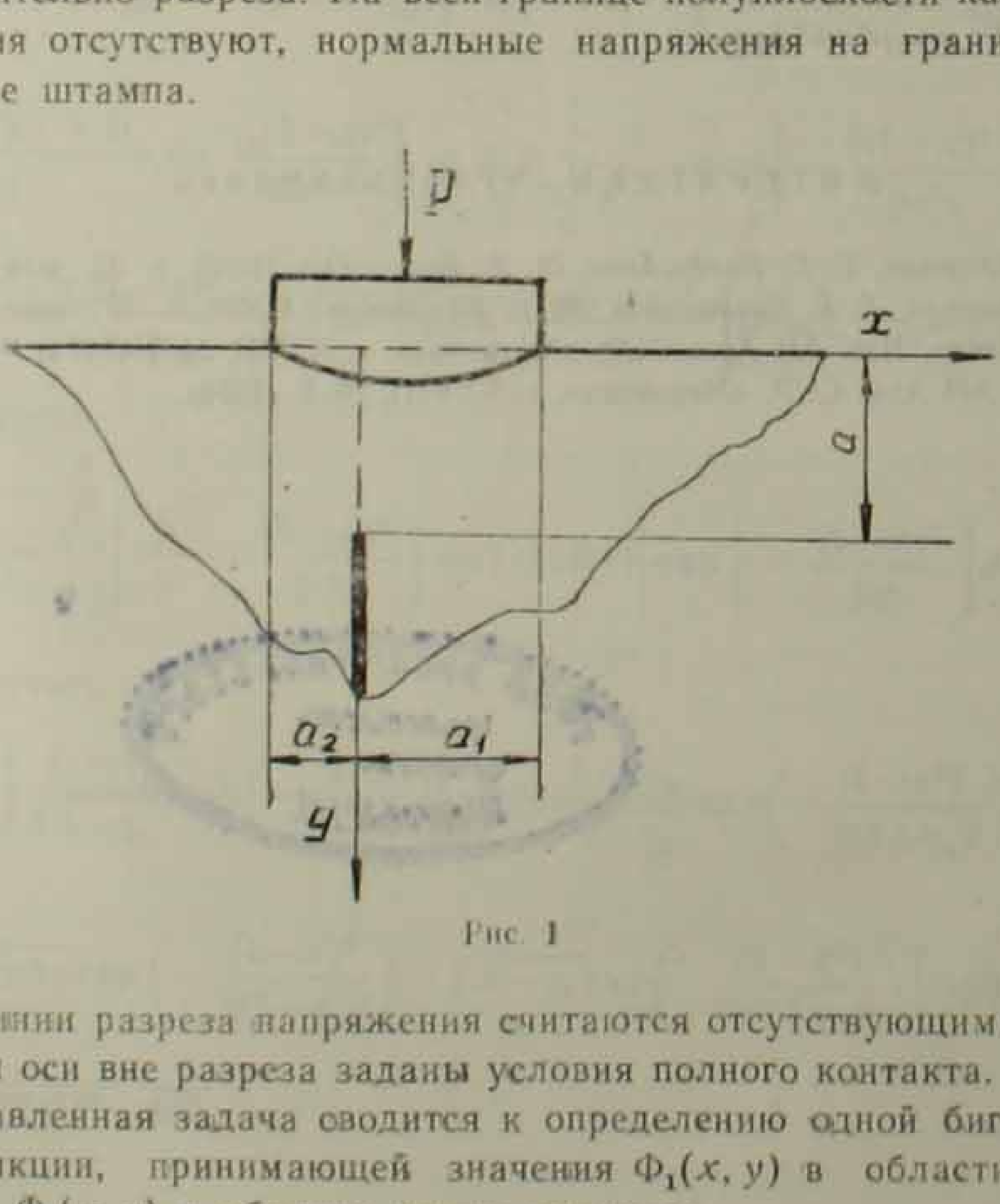

Рис. 1

На линии разреза напряжения считаются отсутствующими. На вертикальной оси вне разреза заданы условия полного контакта.

Поставленная задача сводится к определению одной бигармонической функции, принимающей значения $\Phi_1(x, y)$ в области правого квадрата, $\Phi_2(x, y)$ в области левого квадрата.

Задача решена методом Фурье. Определение неизвестных функций сведено к системе, состоящей из четырех «парных» интегральных уравнений, которые в дальнейшем сводятся к системе интегральных уравнений Фредгольма второго рода. Доказано, что последняя система решается методом последовательных приближений.

Для решения поставленной задачи бигармонические функции ищутся в виде:

$$\Phi_1(x, y) = \int_0^\infty [A_1(\alpha) + \alpha x B_1(\alpha)] e^{-\alpha x} \cos(\alpha y) d\alpha + \int_0^\infty [C_1(\beta) +$$

$$+ \beta y D_1(\beta)] e^{-\beta y} \sin(\beta x) d\beta;$$

$$0 < x < \infty; \quad 0 < y < \infty. \tag{1}$$

$$\Phi_2(x, y) = \int_0^\infty [A_2(\alpha) - \alpha x B_2(\alpha)] e^{\alpha x} \cos(\alpha y) d\alpha + \int_0^\infty [C_2(\beta) + \beta y D_2(\beta)] e^{-\beta y} \sin(\beta x) \alpha\beta.$$

$$-\infty < x < 0; \quad 0 < y < \infty.$$

Здесь

$$A_i(\alpha); \quad B_i(\alpha); \quad C_i(\beta); \quad D_i(\beta) \quad (i = 1, 2).$$

Неизвестные функции, подлежащие определению из граничных условий:

$$\begin{array}{llll} v_1(x, 0) = f_1(x) & 0 \leq x \leq a_1. & v_2(x, 0) = f_2(x) & -a_2 \leq x \leq 0. \\ \sigma_y^{(1)}(x, 0) = 0 & a_1 < x < \infty. & \sigma_y^{(2)}(x, 0) = 0. & -\infty < x < -a_2 \\ \tau_{xy}^{(1)}(x, 0) = 0 & 0 < x < \infty. & \tau_{xy}^{(2)}(x, 0) = 0 & -\infty < x < 0. \end{array} \tag{2}$$

$$\begin{array}{lll} \tau_{xy}^{(1)}(0, y) = 0 & \sigma_x^{(1)}(0, y) = 0 & a < y < \infty. \\ \sigma_x^{(2)}(0, y) = 0 & \tau_{xy}^{(2)}(0, y) = 0 & a < y < \infty. \end{array} \tag{3}$$

И условия полного контакта:

$$\begin{array}{llll} \sigma_x^{(1)}(0, y) = \sigma_x^{(2)}(0, y) & 0 < y < a. & u_1(0, y) = u_2(0, y) & 0 < y < a. \\ \tau_{xy}^{(1)}(0, y) = \tau_{xy}^{(2)}(0, y) & 0 < y < a, & v_1(0, y) = v_2(0, y) & 0 < y < a. \end{array} \tag{4}$$

Граничные условия (3) и условия полного контакта (4) эквивалентны следующим условиям:

$$\begin{array}{llll} \sigma_x^{(1)}(0, y) = \sigma_x^{(2)}(0, y) & 0 \leq y < \infty. & & \\ \tau_{xy}^{(1)}(0, y) = \tau_{xy}^{(2)}(0, y) & 0 \leq y < \infty. & & \\ u_1(0, y) = u_2(0, y) & 0 < y < a. & v_1(0, y) = v_2(0, y) & 0 < y < a. \\ \sigma_x^{(1)}(0, y) = 0 & a < y < \infty. & \tau_{xy}^{(1)}(0, y) = 0 & a < y < \infty. \end{array} \tag{5}$$

Используя обычные формулы для определения напряжений и перемещений ([1]) и удовлетворяя условиям (3) и (6), получаем:

$$C_1(\beta)=D_1(\beta); \qquad C_2(\beta)=D_2(\beta); \qquad A_1(\alpha)=A_2(\alpha). \tag{6}$$

$$\alpha[B_2(\alpha)+B_1(\alpha)]=2\alpha A_1(\alpha)-\frac{4}{\pi}\int_0^\infty\frac{\beta^4}{(\alpha^2+\beta^2)^2}D_1(\beta)d\beta+\frac{4}{\pi}\int_0^\infty\frac{\beta^4}{(\alpha^2+\beta^2)^2}D_2(\beta)d\beta. \tag{7}$$

$$\left\{\begin{array}{ll}\displaystyle\int_0^\infty\beta D_1(\beta)\sin(\beta x)d\beta=\frac{E}{2}f_1(x) & 0<x<a_1\\ \displaystyle\int_0^\infty\beta^2 D_1(\beta)\sin(\beta x)d\beta=\int_0^\infty\alpha^2[A_1(\alpha)-2B_1(\alpha)+\alpha xB_1(\alpha)]e^{-\alpha x}d\alpha & a_1<x<\infty\end{array}\right. \tag{8}$$

$$\left\{\begin{array}{ll}\displaystyle\int_0^\infty\beta D_2(\beta)\sin(\beta x)d\beta=\frac{E}{2}f_2(x) & -a_2\leqslant x<0\\ \displaystyle\int_0^\infty\beta^2 D_2(\beta)\sin(\beta x)d\beta=\int_0^\infty\alpha^2[A_1(\alpha)-2B_2(\alpha)-\alpha xB_2(\alpha)]e^{\alpha x}d\alpha & -\infty<x<a_2\end{array}\right. \tag{9}$$

$$\left\{\begin{array}{ll}\displaystyle\int_0^\infty\alpha A_1(\alpha)\cos(\alpha y)d\alpha=\frac{1}{2}\int_0^\infty\beta ye^{-\beta y}\beta D_1(\beta)d\beta+\frac{1}{2}\int_0^\infty(\nu-1+\nu\beta y)e^{-\beta y}\beta D_2(\beta)d\beta & 0<y<a.\\ \displaystyle\int_0^\infty\alpha^2 A_1(\alpha)\cos(\alpha y)d\alpha=0 \qquad a<y<\infty. & \end{array}\right. \tag{10}$$

$$\left\{\begin{array}{l}\displaystyle\int_0^\infty\alpha[B_2(\alpha)-B_1(\alpha)]\sin(\alpha y)d\alpha=0 \qquad 0<y<a.\\ \displaystyle\int_0^\infty\alpha^2[B_2(\alpha)-B_1(\alpha)]\sin(\alpha y)d\alpha=\int_0^\infty\beta^2ye^{-\beta y}\beta D_1(\beta)d\beta+\int_0^\infty\beta^2ye^{-\beta y}\beta D_2(\beta)d\beta\\ \qquad a<y<\infty.\end{array}\right. \tag{11}$$

где $-E$ и ν—соответственно модуль упругости и коэффициент Пуасона.

Используя результаты работы [2,3] из (8), (9) и (10) получаем

$$\beta D_1(\beta)=\frac{2}{\pi}\int_0^{a_1}\Psi_1(t)I_0(\beta t)dt+\frac{2}{\pi}\int_{a_1}^\infty F_1(t)I_0(\beta t)dt. \tag{12}$$

$$\beta D_2(\beta)=-\frac{2}{\pi}\int_0^{a_2}\Psi_2(\tau)I_0(\beta\tau)d\tau-\frac{2}{\pi}\int_{a_2}^\infty F_2(\tau)I_0(\beta\tau)d\tau. \tag{13}$$

$$\alpha A_1(\alpha) = \frac{1}{\pi}\int_0^a rF(r) I_1(\alpha r)\,dr. \tag{14}$$

$$F_1(t) = t\int_0^\infty \alpha^2 A_1(\alpha) K_0(\alpha t) - d\alpha - 2t\int_0^\infty \alpha^2 B_1(\alpha) K_0(\alpha t)\,d\alpha + t^2\int_0^\infty \alpha^3 B_1(\alpha) K_1(\alpha t)\,d\alpha. \tag{15}$$

$$\Psi_1(t) = \frac{d}{dt}\frac{E}{2}\int_0^t \frac{x f_1(x)\,dx}{\sqrt{t^2 - x^2}}. \tag{16}$$

$$F_2(\tau) = \tau\int_0^\infty \alpha^2 A_1(\alpha) K_0(\alpha\tau)\,d\alpha - 2\tau\int_0^\infty \alpha^2 B_2(\alpha) K_0(\alpha\tau)\,d\alpha + \tau^2\int_0^\infty \alpha^3 B_2(\alpha) K_1(\alpha\tau)\,d\alpha. \tag{17}$$

$$\Psi_2(\tau) = \frac{d}{d\tau}\frac{E}{2}\int_0^\tau \frac{x f_2(-x)\,dx}{\sqrt{\tau^2 - x^2}}. \tag{18}$$

$$F(r) = \frac{\pi}{2}\int_0^\infty \beta\left[\beta r I_0(\beta r) - \frac{2}{\pi} - \beta r L_0(\beta r)\right]\beta D_1(\beta)\,d\beta +$$

$$+ \frac{\pi}{2}\int_0^\infty \Bigg[(1-\nu)\left(\beta I_1(\beta r) - \beta L_1(\beta r) - \frac{2}{\pi}\beta\right) + \nu\beta\Bigg(\beta r I_0(\beta r) - \frac{2}{\pi} -$$

$$- \beta r L_0(\beta r)\Bigg)\Bigg]\beta D_2(\beta)\,d\beta. \tag{19}$$

Здесь

$K_\nu(z)$ — функция Макдональда;

$I_\nu(z)$ — функция Бесселя первого рода от мнимого аргумента;

$J_\nu^{(2)}(z)$ — функция Бесселя первого рода от действительного аргумента;

$L_\nu(z)$ — функция Струве от мнимого аргумента.

При получении формул (14) были учтены значения следующих интегралов (4):

$$\int_0^r \frac{\cos(\alpha y)\,dy}{\sqrt{r^2 - y^2}} = \frac{\pi}{2} I_0(\alpha r); \qquad \int_r^\infty \frac{y\cos(\alpha y)\,dy}{\sqrt{y^2 - r^2}} = -\frac{\pi}{2} r I_1(\alpha r),$$

$$\int_0^r \frac{y e^{-\beta y}\,dy}{\sqrt{r^2 - y^2}} = \frac{\pi}{2} r\left| L_1(\beta r) + \frac{2}{\pi} - I_1(\beta r)\right|,$$

$$\int_0^r \frac{e^{-\beta y}\,dy}{\sqrt{r^2 - y^2}} = \frac{\pi}{2}\left[I_0(\beta r) - L_0(\beta r)\right].$$

Для решения „парных“ интегральных уравнений (11) умножаем первое уравнение (11) на $y(r^2-y^2)^{-1/2}dy$, интегрируем по y от нуля до r, затем дифференцируем по r; второе уравнение (11) умножаем на $(y^2-r^2)^{-1/2}dy$) интегрируем по y от r до ∞ и используя формулу обращения для преобразования Ханкеля, получаем;

$$\alpha[B_2(\alpha)-B_1(\alpha)]=\frac{2}{\pi}\int_a^\infty r\Psi(r)I_0(\alpha r)dr, \tag{20}$$

где

$$\Psi(r)=\int_0^\infty \beta^2 rK_1(\beta r)\beta D_1(\beta)d\beta+\int_0^\infty \beta^2 rK_1(\beta r)\beta D_2(\beta)d\beta. \tag{21}$$

Подставляя значение $\alpha A_1(\alpha)$ из (14) в (7) получаем

$$\alpha(B_2(\alpha)+B_1(\alpha))=\frac{2}{\pi}\int_0^a rF(r)I_1(\alpha r)dr-\frac{4}{\pi}\int_0^\infty\frac{\beta^4}{(\alpha^2+\beta^2)^2}D_1(\beta)d\beta+$$

$$+\frac{4}{\pi}\int_0^\infty\frac{\beta^4}{(\alpha^2+\beta^2)^2}D_2(\beta)d\beta. \tag{22}$$

Из уравнений (20) и (22) имеем

$$\alpha B_1(\alpha)=\frac{1}{\pi}\int_0^a rF(r)I_1(\alpha r)dr-\frac{1}{\pi}\int_a^\infty r\Psi(r)I_0(\alpha r)dr-\frac{2}{\pi}\int_0^\infty\frac{\beta^4}{(\alpha^2+\beta^2)^2}D_1(\beta)d\beta+$$

$$+\frac{2}{\pi}\int_0^\infty\frac{\beta^4}{(\alpha^2+\beta^2)^2}D_2(\beta)d\beta, \tag{23}$$

$$\alpha B_2(\alpha)=\frac{1}{\pi}\int_0^a rF(r)I_1(\alpha r)dr+\frac{1}{\pi}\int_a^\infty r\Psi(r)I_0(\alpha r)dr-$$

$$-\frac{2}{\pi}\int_0^\infty\frac{\beta^4}{(\alpha^2+\beta^2)^2}D_1(\beta)d\beta+\frac{2}{\pi}\int_0^\infty\frac{\beta^4}{(\alpha^2+\beta^2)^2}D_2(\beta)d\beta. \tag{24}$$

Подставляя значения функций $\alpha A_1(\alpha)$, $\alpha B_1(\alpha)$, $\alpha B_2(\alpha)$ в формулы (14), (23), (24) в (16) и (18) и учитывая формулы (12) и (13) для определения $F_1(t)$ и $F_2(\tau)$, получаем систему интегральных уравнений Фредгольма второго рода:

$$F_1(z)=\Omega_1(z)+\int_{a_1}^\infty K_1(z,t)F_1(t)dt+\int_{a_1}^\infty K_2(z,\tau)F_2(\tau)d\tau, \tag{25}$$

$$F_2(z)=\Omega_2(z)+\int_{a_1}^{\infty}K_3(z,t)\,F_1(t)dt+\int_{a_2}^{\infty}K_4(z,\tau)F_2(\tau)d\tau,$$

где

$$\Omega_1(z)=\int_0^{a_1}\Psi_1(t)dt\left\{\frac{1}{\pi}\int_0^{\infty}(\alpha^2z^2K_1(\alpha z)-\alpha zK_0(\alpha z))d\alpha\cdot\int_a^{\infty}rI_1(\alpha r)dr\times\right.$$

$$\times\int_0^{\infty}\beta\left|\,\beta rI_0(\beta r)-\frac{2}{\pi}-\beta rI_0(\beta r)\,\right|I_0(\beta t)d\beta+\frac{8}{\pi^2}z\int_a^{\infty}\frac{r^5}{(z^2+r^2)^2}\frac{dr}{(r^2+t^2)^2}-$$

$$\left.-\frac{4}{\pi^2}\int_0^{\infty}(\alpha^2z^2K_1(\alpha z)-2\alpha zK_0(\alpha z))\left(K_0(\alpha t)-\frac{\alpha t}{2}K_1(\alpha t)\right)d\alpha\right\}+$$

$$+\int_0^{a_2}\Psi_2(\tau)d\tau\left\{\frac{1}{\pi_0}\int_0^{\infty}(\alpha zK_0(\alpha z)-\alpha^2z^2K_1(\alpha z))d\alpha\cdot\int_0^{a}rI_1(\alpha r)dr\times\right.$$

$$\times\int_0^{\infty}\left|(1-\nu)\left(\beta I_1(\beta r)-\beta L_1(\beta r)-\frac{2}{\pi}\beta\right)+\nu\beta\left(\beta rI_0(\beta r)-\frac{2}{\pi}-\right.\right.$$

$$\left.\left.-\beta rL_0(\beta r)\right)\right|I_0(\beta\tau)d\beta-\frac{8}{\pi^2}z\int_a^{\infty}\frac{r^5}{(z^2+r^2)^2(t^2+r^2)^2}dr-\frac{4}{\pi^2}\int_0^{\infty}(\alpha^2z^2K_1(\alpha z)-$$

$$\left.-2\alpha zK_0(\alpha z))\times\left(K_0(\alpha\tau)-\frac{\alpha r}{2}K_1(\alpha r)\right)d\alpha\right\},$$

$$K_1(z,t)=\frac{1}{\pi}\int_0^{\infty}(\alpha^2z^2K_1(\alpha z)-\alpha zK_0(\alpha z))d\alpha\cdot\int_0^{a}rI_1(\alpha r)dr\times\int_0^{\infty}\beta\left|\,\beta rI_0(\beta r)-\right.$$

$$\left.-\frac{2}{\pi}-\beta rL_0(\beta r)\,\right|I_0(\beta t)d\beta+\frac{8}{\pi^2}z\int_a^{\infty}\frac{r^5dr}{(z^2+r^2)^2(r^2+t^2)^2}-\frac{4}{\pi^2}\int_0^{\infty}(\alpha^2z^2K_1(\alpha z)-$$

$$-2\alpha zK_0(\alpha z))\times\left(K_0(\alpha t)-\frac{\alpha t}{2}K_1(\alpha t)\right)d\alpha.$$

$$K_2(z,\tau)=\frac{1}{\pi}\int_0^{\infty}(\alpha zK_0(\alpha z)-\alpha^2z^2K_1(\alpha z))d\alpha\cdot\int_0^{a}rI_1(\alpha r)dr\times$$

$$\times\int_0^{\infty}\left|(1-\nu)\left(\beta I_1(\beta r)-\beta L_1(\beta r)-\frac{2}{\pi}\beta\right)+\nu\beta\left(\beta rI_0(\beta r)-\frac{2}{\pi}-\beta rL_0(\beta r)\right)\right|\times$$

$$\times I_0(\beta t)d\beta-\frac{4}{\pi^2}\int_0^{\infty}(\alpha^2z^2K_1(\alpha z)-2\alpha zK_0(\alpha z))\left(K_0(\alpha\tau)-\frac{\alpha\tau}{2}K_1(\alpha\tau)\right)d\alpha.$$

$$\Omega_2(z)=\int_0^a \Psi_1(t)dt\left\{\frac{1}{\pi}\int_0^\infty (\alpha^2z^2K_1(\alpha z)-\alpha zK_0(\alpha z))d\alpha\int_0^a rI_1(\alpha r)dr\times\right.$$

$$\times\int_0^\infty \beta\left[\beta rI_0(\beta r)-\frac{2}{\pi}-\beta rL_0(\beta r)\right]I_0(\beta t)d\beta-\frac{8}{\pi^2}z\int_0^\infty \frac{r^5}{(z^2+r^2)^2(t^2+r^2)^2}dr-$$

$$-\frac{4}{\pi^2}\int_0^\infty (\alpha^2z^2K_1(\alpha z)-2\alpha zK_0(\alpha z))\left(K_0(\alpha t)-\frac{\alpha t}{2}K_1(\alpha t)\right)d\alpha+$$

$$+\int_0^{\tau_1} \Psi_2(\tau)d\tau\left\{\frac{1}{\pi}\int_0^\infty (\alpha zK_0(\alpha z)-\alpha^2z^2K_1(\alpha z))d\alpha\int_0^a rI_1(\alpha r)dr\times\right.$$

$$\times\int_0^\infty\left[(1-\nu)\left(\beta I_1(\beta r)-\beta L_1(\beta r)-\frac{2}{\pi}\beta\right)+\nu\beta\left(\beta rI_0(\beta r)-\frac{2}{\pi}-\right.\right.$$

$$\left.\left.-\beta rL_0(\beta r)\right)\right]I_0(\beta r)d\beta+\frac{8}{\pi^2}z\int_a^\infty \frac{r^5dr}{(z^2+r^2)^2(t^2+r^2)^2}-\frac{4}{\pi^2}\int_0^\infty(\alpha^2z^2K_1(\alpha z)-$$

$$\left.-2\alpha zK_0(\alpha z))\left(K_0(\alpha\tau)-\frac{\alpha\tau}{2}K_1(\alpha\tau)\right)d\alpha\right\},$$

$$K_3(z,t)=\frac{1}{\pi}\int_0^\infty (\alpha^2z^2K_1(\alpha z)-\alpha zK_0(\alpha z))d\alpha\int_0^a rI_1(\alpha r)dr\times\int_0^\infty\beta\left[\beta rI_0(\beta r)-\frac{2}{\pi}-\right.$$

$$\left.-\beta rL_0(\beta r)\right]I_0(\beta t)d\beta-\frac{8}{\pi^2}z\int_a^\infty\frac{r^5dr}{(z^2+r^2)^2(t^2+r^2)^2}-\frac{4}{\pi^2}\int_0^\infty(\alpha^2z^2K_1(\alpha z)-$$

$$-2\alpha zK_0(\alpha z))\left(K_0(\alpha t)-\frac{\alpha t}{2}K_1(\alpha t)\right)d\alpha.$$

$$K_4(z,\tau)=\frac{1}{\pi}\int_0^\infty(z\alpha K_0(\alpha z)-\alpha^2z^2K_1(\alpha z))d\alpha\int_0^a rI_1(\alpha r)dr\times\int_0^\infty(1-\nu)\left(\beta I_1(\beta r)-\right.$$

$$\left.-\beta L_1(\beta r)-\frac{2}{\pi}\beta\right)+\nu\beta\left(\beta rI_0(\beta r)-\frac{2}{\pi}-\beta rL_0(\beta r)\right)\Big]I_0(\beta\tau)d\beta+$$

$$+\frac{8}{\pi^2}z\int_a^\infty\frac{r^5dr}{(z^2+r^2)^2(t^2+r^2)^2}-\frac{4}{\pi^2}\int_0^\infty(\alpha^2z^2K_1(\alpha z)-2\alpha zK_0(\alpha z))\left(K_0(\alpha\tau)-\right.$$

$$\left.-\frac{\alpha\tau}{2}K_1(\alpha\tau)\right)d\alpha.$$

Систему (25) можно решить методом последовательных приближений, так как доказывается, что

$$\int_0^\infty |K_1(z, t)| dt + \int_0^\infty |K_2(z, \tau)| d\tau < 1,$$

$$\int_0^\infty |K_3(z, t)| dt + \int_0^\infty |K_4(z, t)| d\tau < 1.$$

Имея в виду асимптотическое разложение функций Бесселя и Струве для больших z ([5]), получим, что функции $\Omega_1(z)$ и $\Omega_2(z)$ ограничены сверху. Решая систему (25) получим выражение функций $F_1(t)$ $F_2(\tau)$. Далее по формулам (12), (13), (14), (23) и (24) последовательно можно определить все искомые функции.

Напряжения и перемещения по известным формулам будут определены в любой точке полуплоскости.

Ереванский политехнический институт имени К. Маркса.

Վ. Ց. ՄԻՆԱՍՅԱՆ

Ուղղաձիգ ճեղքով կիսահարթության ոչ համաչափ կոնտակտային խնդիրը

Դիտարկվում է հորիզոնական եզրից վերջավոր հեռավորության վրա կիսաանվերջ, ուղղաձիգ ճեղք ունեցող իզոտրոպ կիսահարթության ոչ համաչափ կոնտակտային խնդիրը։

Կիսահարթության հորիզոնական եզրին ճնշում է վերջավոր հիմքով, ճեղքի նկատմամբ ոչ համաչափ դասավորված, կոշտ դրոշմը։ Ենթադրվում է, որ շփումը՝ դրոշմի և կիսահարթության միջև բացակայում է։ Պարզության համար, ընդունված է, որ կիսահարթության եզրը՝ դրոշմից դուրս ազատ է արտաքին ուժերից, ինչպես նաև ճեղքի եզրում լարումները բացակայում են։ Ճեղքից դուրս ուղղաձիգ ուղղությամբ տրված են լրիվ կոնտակտի պայմանները։

Խնդրի լուծումը բերվում է չորս «զույգ» ինտեգրալ հավասարումներից բաղկացած սիստեմի լուծման, որոնց լուծումը հանգում է Ֆրեդհոլմի երկրորդ սեռի երկու ինտեգրալ հավասարումներից բաղկացած սիստեմի լուծմանը։

Վերջին հավասարումների սիստեմը կարելի է լուծել հաջորդական մոտավորությունների եղանակով։

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *Н. И. Мусхелишвили*, Некоторые основные задачи метаматической теории упругости, Изд. «Наука», ф/м, М., 1966. [2] *В. С. Тоноян*, «Известие АН Арм. ССР», механика, т. XXI № 2, (1968). [3] *В. С. Тоноян, С. А. Мелкумян*, ДАН Арм. ССР, т. 51, № 3, (1970). [4] *И. С. Градштейн, И. М. Рыжик*, Таблица интегралов, сумм, рядов и произведений, Физматгиз, М., 1962. [5] *В. С. Тоноян, С. А. Мелкумян*, «Известия АН Арм. ССР», механика, т. XXV, № 3, (1972).