ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆԻ ԳԻՏԱԿԱՆ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
УЧЕНЫЕ ЗАПИСКИ ЕРЕВАНСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА
Բնական գիտություններ 2, 1989 Естественные науки

Механика

УДК 539.3

А.Н.КУШБАКОВ

ПЕРИОДИЧЕСКАЯ КОНТАКТНАЯ ЗАДАЧА ДЛЯ УПРУГОЙ СОСТАВНОЙ БЕСКОНЕЧНОЙ ПЛАСТИНЫ С НЕОДНОРОДНЫМИ КРЕПЛЕНИЯМИ

В работе рассматривается контактная задача для упругой кусочно-однородной бесконечной пластины, состоящей из двух полубесконечных пластин с различными упругими постоянными, усиленной периодической системой конечными упругими неоднородными креплениями прямоугольного поперечного сечения. Решения задачи приводятся к системе сингулярных интегральных уравнений с ядром Гильберта, который решается с помощью квадратурной формулы типа Гаусса-Чебышева.

Контактная задача для упругой кусочно-однородной бесконечной пластины, усиленной упругими конечными стрингерами рассмотрена в работе [1].

Пусть упругая сплошная кусочно-однородная бесконечная пластина, составленная из двух полубесконечных пластин с различными упругими постоянными, усилена на конечных отрезках $[-d,-c]$ $(c<d)$ и $[a,b]$ $(a<b)$линии $x=2rl$ $(r=0,\pm 1,...)$ периодической (с периодом 2l) системой с конечными упругими неоднородными креплениями прямоугольного поперечного сечения достаточно малой толщины h_s и малой ширины d_s. Предполагается, что несимметрично расположенные относительно линии разнородности указанных полубесконечных пластин неоднородные крепления приварены (приклеены) к пластинам, имеют разные неоднородные упругие свойства, перпендикулярные к линии разнородности пластин и имеют одинаковую площадь поперечного сечения.

Требуется найти тангенциальные контактные усилия вдоль линии однородных упругих креплений с упругими полубесконечными пластинами, когда контактирующая пара (крепление — пластина) подвержена воздействию силовых факторов, которые действуют на концах креплений. Из периодичности задачи следует, что можно ограничиться рассмотрением одной пары креплений, например, той, для которой $r=0$, т.е. рассматриваются крепления, которые находятся на отрезках $[-d, -c]$ и $[a, b]$. Очевидно,что законы распределения тангенциальных контактных усилий под неоднородными креплениями, расположенных на различных линиях, одинаковы. Здесь относительно неоднородного крепления принимается модель одноосного напряженного состояния в сочетании с моделью контакта по линии. Кроме того, принимаем, что кусочно-однородная бесконечная пластина находится в условиях обобщенного плоского напряженного состояния [2,3].

Обращаясь теперь к выводу разрешающих уравнений поставленной задачи, заметим, что из уравнения равновесия элемента неоднородного крепления и на основе закона Гука будем иметь

$$\frac{dv_s^{(1)}(y)}{dy}=\frac{1}{E_s^{(1)}(y)F_s}\int\limits_a^b \theta(y-\eta)\tau^{(1)}(\eta)d\eta,(a<y<b), \tag{1}$$

$$\frac{dv_s^{(2)}(y)}{dy}=\frac{1}{E_s^{(2)}(y)F_s}\int\limits_{-d}^{-c} \theta(t-y)\tau^{(2)}(t)dt,(-d<y<-c), \tag{2}$$

а условия равновесия неоднородных креплений имеют следующий вид:

$$\int\limits_a^b \tau^{(1)}(\eta)d\eta=Q, \int\limits_{-d}^{-c} \tau^{(2)}(t)dt=Q_1, \tag{3}$$

где $\theta(y)$ — функция Хевисайда; $v_s^{(1)}(y)$ и $v_s^{(2)}(y)$ — вертикальные контактные перемещения неоднородных креплений; $\tau^{(1)}(y)$ и $\tau^{(2)}(y)$ — интенсивности тангенциальных контактных сил; $E_s^{(1)}(y)$ и $E_s^{(2)}(y)$ — модули упругости неоднородных креплений при $a<y<b$ и при $-d<y<-c$ соответственно; F_s — площадь поперечного сечения неоднороолного крепления; Q и Q_1 — силы, действующие на концах неоднородных креплений при $y=b$ и $y=-d$ соответственно.

С другой стороны, для вертикальных деформаций упругой кусочно-однородной бесконечной пластины, когда на конечных отрезках $[-d,-c]$ и $[a,b]$ линии $x=2rl$ $(r=0,\pm 1,...,)$ действуют тангенциальные контактные силы с интенсивностями $\tau^{(2)}(y)$ и $\tau^{(1)}(y)$, имеем [1,4]

$$hl^{(1)}\frac{dv^{(1)}(0,y)}{dy}=\frac{1}{\pi}\int\limits_a^b \left[\frac{\pi}{2l}cth\frac{\pi(\eta-y)}{2l}-A_1\frac{\pi}{2l}cth\frac{\pi(\eta+y)}{2l}+\right.$$

$$+A_2\frac{\pi^2(\eta+y)}{(2l)^2}\cdot\frac{1}{sh^2\frac{\pi(\eta+y)}{2l}}+A_3\frac{\pi^2(\eta-y)}{(2l)^2}\cdot\frac{1}{sh^2\frac{\pi(\eta-y)}{2l}}+$$

$$\left.+A_4\frac{\pi^2\eta}{(2l)^2}\cdot\frac{1}{sh^2\frac{\pi(\eta+y)}{2l}}-A_5\frac{2\pi^3\eta y}{(2l)^3}\cdot\frac{cth\frac{\pi(\eta+y)}{2l}}{sh^2\frac{\pi(\eta+y)}{2l}}\right]\tau^{(1)}(\eta)d\eta-$$

$$-\frac{1}{\pi}\int\limits_{-d}^{-c}\left[A_6\frac{\pi}{2l}cth\frac{\pi(t-y)}{2l}+A_7\frac{\pi^2 t}{(2l)^2}\cdot\frac{1}{sh^2\frac{\pi(t-y)}{2l}}-\right.$$

$$\left.-A_8\frac{\pi^2 y}{(2l)^2}\cdot\frac{1}{sh^2\frac{\pi(t-y)}{2l}}\right]\tau^{(2)}(t)dt \quad (a<y<b), \tag{4}$$

$$hl^{(2)}\frac{dv^{(2)}(0,y)}{dy}=-\frac{1}{\pi}\int\limits_{-d}^{-c} \left[\frac{\pi}{2l}cth\frac{\pi(t-y)}{2l}-C_1\frac{\pi}{2l}cth\frac{\pi(t+y)}{2l}+\right.$$

$$+C_2\frac{\pi^2(t+y)}{(2l)^2}\cdot\frac{1}{sh^2\frac{\pi(t+y)}{2l}}+C_3\frac{\pi^2(t-y)}{(2l)^2}\cdot\frac{1}{sh^2\frac{\pi(t-y)}{2l}}+$$

$$\left.+C_4\frac{\pi^2 t}{(2l)^2}\cdot\frac{1}{sh^2\frac{\pi(t+y)}{2l}}-C_5\frac{2\pi^3 yt}{(2l)^3}\cdot\frac{cth\frac{\pi(t+y)}{2l}}{sh^2\frac{\pi(t+y)}{2l}}\right]\tau^{(2)}(t)dt+$$

$$+\frac{1}{\pi}\int\limits_a^b\left[C_6\frac{\pi}{2l}cth\frac{\pi(\eta-y)}{2l}+C_7\frac{\pi^2\eta}{(2l)^2}\cdot\frac{1}{sh^2\frac{\pi(\eta-y)}{2l}}-\right.$$

$$\left. - C_8 \frac{\pi^2 y}{(2l)^2} \cdot \frac{1}{sh^2 \frac{\pi(\eta - y)}{2l}} \right] \tau^{(1)}(\eta) d\eta \quad (-d < y < -c), \tag{5}$$

где введены следующие обозначения:

$$l^{(1)} = \frac{4\mu}{1-\nu}, \quad l^{(2)} = \frac{4\mu_1}{1-\nu_1},$$

$$A_1(k,\nu,\nu_1) = \frac{(3-\nu_1)\,[4-(1+\nu)(3-\nu)] + k(3-\nu)\,[2\nu(1-\nu_1) - k(1-\nu)(1+\nu_1)]}{(1-\nu)\,[(1+\nu) + k(3-\nu)]\,[k(1+\nu_1) + 3 - \nu_1]},$$

$$A_2(k,\nu) = \frac{(k-1)(1+\nu)(3-\nu)}{2(1-\nu)\,[k(3-\nu)+1+\nu]}, \quad A_3(\nu) = \frac{1+\nu}{2(1-\nu)},$$

$$A_4(k,\nu) = \frac{(1-k)(1+\nu)^2}{(1-\nu)\,[k(3-\nu)+1+\nu]}, \quad A_5(k,\nu) = A_4(k,\nu),$$

$$A_6(k,\nu,\nu_1) = \frac{2\,[(3-\nu_1)(1-\nu) + k\,[5-3\nu-\nu_1(1+\nu)]]}{(1-\nu)\,[k(3-\nu)+1+\nu]\,[k(1+\nu_1)+3-\nu_1]},$$

$$A_7(k,\nu,\nu_1) = \frac{2(1+\nu_1)}{(1-\nu)\,[k(1+\nu_1)+3-\nu_1]}, \quad A_8(k,\nu) = \frac{2(1+\nu)}{(1-\nu)\,[k(3-\nu)+1+\nu]},$$

$$C_1 = A_1(\frac{1}{k},\nu_1,\nu), C_2 = A_2(\frac{1}{k},\nu_1), \quad C_3 = A_3(\nu_1),$$

$$C_4 = A_4(\frac{1}{k},\nu_1), C_5 = A_5(\frac{1}{k},\nu_1), \quad C_6 = A_6(\frac{1}{k},\nu_1,\nu),$$

$$C_7 = A_7(\frac{1}{k},\nu_1,\nu), C_8 = A_8(\frac{1}{k},\nu_1), \quad k = \frac{\mu_1}{\mu}.$$

На линиях соединения неоднородного крепления с полубесконечными пластинами должны удовлетворяться следующие контактные условия:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dv_s^{(1)}(y)}{dy} &= \frac{dv^{(1)}(0,y)}{dy} \quad (a < y < b) \\ \frac{dv_s^{(2)}(y)}{dy} &= \frac{dv^{(2)}(0,y)}{dy} \quad (-d < y < -c) \end{aligned} \right\} \tag{6}$$

Учитывая контактные условия (6) из (1), (2), (4) и (5) относительно неизвестных тангенциальных контактных напряжений $\tau^{(1)}(y)$ и $\tau^{(2)}(y)$, получим при условиях (3) систему сингулярных интегральных уравнений с ядрами Гильберта в виде

$$\frac{1}{\pi}\int_a^b [\frac{\pi}{2l} cth \frac{\pi(\eta - y)}{2l} + \Phi_{11}^*(\eta,y)]\,\tau^{(1)}(\eta)\,d\eta +$$

$$+ \frac{1}{\pi}\int_c^d \Phi_{12}(t,y)\,\tau_*^{(2)}(t)\,dt = 0 \quad (a < y < b), \tag{7}$$

$$\frac{1}{\pi}\int_c^d [\frac{\pi}{2l} cth \frac{\pi(t - y)}{2l} + \Phi_{21}^*(t,y)]\,\tau_*^2(t)\,dt +$$

$$+ \frac{1}{\pi}\int_a^b \Phi_{22}(\eta,y)\,\tau^{(1)}(\eta)\,d\eta = 0 \quad (c < y < d), \tag{8}$$

где введены следующие обозначения:

$$\Phi_{11}^*(\eta,y) = -\frac{\lambda^{(1)}\pi\theta(y-\eta)}{\varphi_1(y)} - A_1 \frac{\pi}{2l} cth \frac{\pi(\eta + y)}{2l} +$$

$$+A_2\frac{\pi^2(\eta+y)}{(2l)^2}\cdot\frac{1}{sh^2\frac{\pi(\eta+y)}{2l}}+A_3\frac{\pi^2(\eta-y)}{(2l)^2}\cdot\frac{1}{sh^2\frac{\pi(\eta-y)}{2l}}+$$

$$+A_4\frac{\pi^2\eta}{(2l)^2}\cdot\frac{1}{sh^2\frac{\pi(\eta+y)}{2l}}-A_5\frac{2\pi^3\eta y}{(2l)^3}\frac{cth\frac{\pi(\eta+y)}{2l}}{sh^2\frac{\pi(\eta+y)}{2l}}\quad(a<\eta,y<b),$$

$$\Phi_{12}(t,y)=A_6\frac{\pi}{2l}cth\frac{\pi(t+y)}{2l}+A_7\frac{\pi^2 t}{(2l)^2}\frac{1}{sh^2\frac{\pi(t+y)}{2l}}+$$

$$+A_8\frac{\pi^2 y}{(2l)^2}\frac{1}{sh^2\frac{\pi(t+y)}{2l}}\quad(a<y<b,c<t<d),$$

$$\Phi^*_{21}(t,y)=-\frac{\lambda^{(2)}\pi\theta(y-t)}{\varphi_2(-y)}-C_1\frac{\pi}{2l}cth\frac{\pi(t+y)}{2l}+$$

$$+C_2\frac{\pi^2(t+y)}{(2l)^2}\frac{1}{sh^2\frac{\pi(t+y)}{2}}+C_3\frac{\pi^2(t-y)}{(2l)^2}\cdot\frac{1}{sh^2\frac{\pi(t-y)}{2l}}+$$

$$+C_4\frac{\pi^2 t}{(2l)^2}\frac{1}{sh^2\frac{\pi(t+y)}{2l}}-C_5\frac{2\pi^3 ty}{(2l)^3}\cdot\frac{cth\frac{\pi(t+y)}{2l}}{sh^2\frac{\pi(t+y)}{2l}}\quad(c<t,y<d)\qquad(9)$$

$$\Phi_{22}(\eta,y)=C_6\frac{\pi}{2l}cth\frac{\pi(\eta+y)}{2l}+C_7\frac{\pi^2\eta}{(2l)^2}\cdot\frac{1}{sh^2\frac{\pi(\eta+y)}{2l}}+$$

$$+C_8\frac{\pi^2 y}{(2l)^2}\frac{1}{sh^2\frac{\pi(\eta+y)}{2l}}\quad(a<\eta<b,c<y<d),$$

где

$$E_s^{(1)}(y)=\tilde{E}_s^{(1)}\varphi_1(y),\quad E_s^{(2)}(y)=\tilde{E}_s^{(2)}\varphi_2(y),$$

$$\lambda^{(1)}=\frac{hl^{(1)}}{\tilde{E}_s^{(1)}F_s},\quad\lambda^2=\frac{hl^2}{\tilde{E}_s^{(2)}F_s},\quad\tau_*^{(2)}(t)=\tau^{(2)}(-t).$$

После этого, перейдя из ядер Гильберта к ядрам Коши с помощью известного соотношения [5], и после некоторых элементарных выкладок преобразования и ввода замены переменных $u=(2\eta-a-b)/(b-a)$ $(a\leqslant\eta\leqslant b)$; $v=(2y-a-b)/(b-a)$ $(a\leqslant y\leqslant b)$; $v=(2y-c-d)/(d-c)$, $(c\leqslant y\leqslant d)$; $w=(2t-c-d)/(d-c)$ $(c\leqslant t\leqslant d)$ имеем следующую систему сингулярных интегральных уравнений с ядром Коши [6]:

$$\left.\begin{aligned}&\frac{1}{\pi}\int_{-1}^{1}\left[\frac{1}{u-v}+\Phi_{11}(u,v)\right]\tau_1(u)du+\frac{1}{\pi}\int_{-1}^{1}\Phi_{12}(w,v)\tau_2(w)dw=0\\&\qquad\qquad(-1<v<1)\\&\frac{1}{\pi}\int_{-1}^{1}\left[\frac{1}{w-v}+\Phi_{21}(w,v)\right]\tau_2(w)dw+\frac{1}{\pi}\int_{-1}^{1}\Phi_{22}(u,v)\tau_1(u)du=0\end{aligned}\right\},\qquad(10)$$

а условие (3) будет следующего вида:

$$\int_{-1}^{1}\tau_1(u)\,du=\frac{2Q}{b-a},\quad \int_{-1}^{1}\tau_2(w)\,dw=\frac{2Q_1}{d-c}, \tag{11}$$

где введены следующие обозначения:

$$\Phi_{11}(u,v)=\frac{b-a}{2}\left\{-\frac{\lambda^{(1)}\pi\theta(u-v)}{\varphi_1\left(\frac{(b-a)v+a+b}{2}\right)}-\right.$$

$$-A_1\frac{\pi}{2l}cth\frac{\pi[(b-a)(u+v)+2(a+b)]}{4l}+A_2\frac{\pi^2[(b-a)(u+v)+2(a+b)]}{8l^2}\times$$

$$\times\frac{1}{sh^2\frac{\pi[(b-a)(u+v)+2(a+b)]}{4l}}+A_3\frac{\pi^2(b-a)(u-v)}{8l^2}\times$$

$$\times\frac{1}{sh^2\frac{\pi(b-a)(u-v)}{4l}}+A_4\frac{\pi^2[(b-a)u+a+b]}{8l^2}\cdot\frac{1}{sh^2\frac{\pi[(b-a)(u+v)+2(a+b)]}{4l}}-$$

$$-A_5\frac{\pi^3[(b-a)u+a+b][(b-a)v+a+b]}{16l^3}\cdot\frac{cth\frac{\pi[(b-a)(u+v)+2(a+b)]}{4l}}{sh^2\frac{\pi[(b-a)(u+v)+2(a+b)]}{4l}}+$$

$$\left.+\sum_{n=1}^{\infty}\frac{(b-a)(u-v)}{(2nl)^2+\frac{(b-a)^2(u-v)^2}{4}}\right\}\qquad(-1<u;\quad v<1),$$

$$\Phi_{12}(w,v)=\frac{d-c}{2}\left\{A_6\frac{\pi}{2l}cth\frac{\pi[(d-c)w+(b-a)v+a+b+c+d]}{4l}+\right.$$

$$+A_7\frac{\pi^2[(d-c)w+c+d]}{8l^2}\cdot\frac{1}{sh^2\frac{\pi[(d-c)w+(b-a)v+a+b+c+d]}{4l}}+$$

$$+A_8\frac{\pi^2[(b-a)v+a+b]}{8l^2}\cdot\frac{1}{sh^2\frac{\pi[(d-c)w+(b-a)v+a+b+c+d]}{4l}}$$

$$(-1<v,w<1),$$

$$\Phi_{21}(w,v)=\frac{d-c}{2}\left\{-\frac{\lambda^{(2)}\pi\theta(v-w)}{\varphi_2\left(-\frac{(d-c)v+c+d}{2}\right)}-\right.$$

$$-C_1\frac{\pi}{2l}cth\frac{\pi[(d-c)(w+v)+2(c+d)]}{4l}+$$

$$+C_2\frac{\pi^2[(d-c)(w+v)+2(c+d)]}{8l^2}\cdot\frac{1}{sh^2\frac{\pi[(d-c)(w+v)+2(c+d)]}{4l}}+$$

$$+C_3\frac{\pi^2(d-c)(w-v)}{8l^2}\cdot\frac{1}{sh^2\frac{\pi(d-c)(w-v)}{4l}}+C_4\frac{\pi[(d-c)w+c+d]}{8l^2}\times$$

$$\times\frac{1}{sh^2\frac{\pi[(d-c)(w+v)+2(c+d)]}{4l}}-C_5\frac{\pi^3[(d-c)w+c+d][(d-c)v+c+d]}{16l^3}\times$$

$$\times\frac{cth\dfrac{\pi[(d-c)(w+v)+2(c+d)]}{4l}}{sh^2\dfrac{\pi[(d-c)(w+v)+2(c+d)]}{4l}}+$$

$$\left.+\sum_{n=1}^{\infty}\frac{(d-c)(w-v)}{(2nl)^2+\dfrac{(d-c)^2(w-v)^2}{4}}\right\}\quad(-1<u,\quad v<1),$$

$$\Phi_{22}(u,v)=\frac{b-a}{2}\left\{C_6\frac{\pi}{2l}cth\frac{\pi[(b-a)u+(d-c)v+a+b+c+d]}{4l}+\right.$$

$$+C_7\frac{\pi^2[(b-a)u+a+b]}{8l^2}\cdot\frac{1}{sh\dfrac{\pi[(b-a)u+(d-c)v+a+b+c+d]}{4l}}+$$

$$+C_8\frac{\pi^2[(d-c)v+c+d]}{8l^2}\cdot$$

$$\left.\cdot\frac{1}{sh^2\dfrac{\pi[(b-a)u+(d-c)v+a+b+c+d]}{4l}}\right\}\quad(-1<u,\quad v<1)$$

$$\tau_1(u)=\tau^{(1)}\left(\frac{(b-a)u+a+b}{2}\right),\tau_2(w)=\tau_*^{(2)}\left(\frac{(d-c)w+c+d}{2}\right).$$

Решение системы сингулярных интегральных уравнений (10) при условиях (11), представим в виде [7]

$$\tau_1(u)=\frac{f_1(u)}{\sqrt{1-u^2}}\quad(-1<u<1),\qquad(12)$$

$$\tau_2(w)=\frac{f_2(w)}{\sqrt{1-w^2}}\quad(-1<w<1).\qquad(13)$$

Учитывая (12),(13), применим к системе сингулярных интегральных уравнений (10)-(11) квадратурную формулу типа Гаусса—Чебышева. В результате получим следующую систему линейных алгебраических уравнений [7]:

$$\sum_{r=1}^{n}\left\{f_1(u_r)\left[\frac{1}{u_r-v_i}+\Phi_{11}(u_r,v_i)\right]+f_2(w_r)\Phi_{12}(w_r,v_i)\right\}=0,\qquad(14)$$

$$\sum_{r=1}^{n}\left\{f_2(w_r)\left[\frac{1}{w_r-v_i}+\Phi_{21}(w_r,v_i)\right]+f_1(u_r)\Phi_{22}(u_r,v_i)\right\}=0,\qquad(15)$$

$$\sum_{r=1}^{n}\frac{f_1(u_r)}{n}=\frac{2Q}{\pi(b-a)},\sum_{r=1}^{n}\frac{f_2(w_r)}{n}=\frac{2Q_1}{\pi(d-c)},\qquad(16)$$

где

$$\begin{aligned}&u_r=w_r=cos(2r-1)\pi/2n\quad(r=1,2,...,n),\\&v_i=cos\pi i/n\quad(i=1,2,...,n-1)\end{aligned}\qquad(17)$$

Таким образом, решение рассматриваемой контактной задачи сводится к решению системы линейных алгебраических уравнений (14)—(16) с Чебышевскими узлами (17).

Кафедра механики сплошной среды *Поступила 18.01.1989*

ЛИТЕРАТУРА

1. **Григорян Э.Х., Оганисян Г.В.** Об одной контактной задаче для кусочно-однородной пластины с конечными стрингерами. — Межвуз. сборник научных трудов. Механика. ЕР.: Изд-во ЕГУ, 1984, №3, с.130 — 137.
2. **Муки Р. Стернберг Е.** Передача нагрузки от растягиваемого поперечного стержня к полубесконечной упругой пластине. — Тр.Амер.общ. инж.-мех., сер.Е, 1968, №4, с.124-135.
3. **Саркисян В.С.** Контактные задачи для полуплоскостей и полос с упругими накладками. — Ер.: Изд-во ЕГУ, 1983.
4. **Оганисян Г.В.** Об одной периодической контактной задачи для кусочно-однородной бесконечной пластины. — Матер. 2-ой Всесоюз. науч.-техн. конф.: Прочность, жесткость и технологичность изделий из композиционных материалов, 1984, т.III,с.5-8.
5. **Градштейн И.С., Рыжик И.М.** Таблицы интегралов сумм, рядов и произведений. М.: Изд-во физ-мат. литературы, 1962.
6. **Оганисян Г.В., Кушбаков А.Н.** Контактная задача для упругой кусочно-однородной бесконечной пластины с неоднородными накладками. — Тр.XIII научной конференции молодых ученых. Киев: Изд-во Инст. механики АН УССР: Деп. ВИНИТИ 27, 12. 88, №9073 — В88.
7. **Байко А.В., Карпенко Л.Н.** Об интегральном уравнении задачи для упругой полосы с разрезом. - ПММ, 1987, т.51, вып.6, с.1035-1040.

Ամփոփում

Աշխատանքում դիտարկվում է կտոր-առ-կտոր համասեռ անվերջ սալի կոնտակտային խնդիրը, երբ վերջինս, կազմված լինելով երկու տարբեր առաձգական բնութագրիչներ ունեցող կիսաանվերջ սալերից, ուժեղացված է վերջավոր պարբերաբար չկրկնվող առաձգական անընդհատ անհամասեռ վերադիրներով: Դիտարկվող խնդրի լուծումը հանգում է անհայտ կոնտակտային լարումների ինտենսիվությունների նկատմամբ Հիլբերտի կորիզով սինգուլյար ինտեգրալ հավասարումների համակարգի լուծմանը որոշակի պայմանների դեպքում: Վերջինիս լուծումը կառուցվում է Գաուս-Չեբիշևի կվադրատուրային բանաձևերի օգնությամբ:

SUMMARY

A contact problem is considered in the paper for elastic piece-homogeneous infinite plate, consisting of two half-infinite plates with different elastic constants and strenghtened by the periodic system with finite elastic nonhomogeneous fastening right-angled diameter section.

In order to solve the problem it has been brought to a system of singular integral equation with Gilbert nuclear, which is solved by means of quadratic formulae of Gauss-Chebishova type.