ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

Մեխանիկա 58, №2, 2005 Механика

УДК 539.3

ЗАДАЧА ДЛЯ КУСОЧНО-ОДНОРОДНОЙ БЕСКОНЕЧНОЙ ПЛАСТИНЫ, УСИЛЕННОЙ ДВУМЯ ПОЛУБЕСКОНЕЧНЫМИ СТРИНГЕРАМИ

Багдасарян Р.А.

Ռ.Ա. Բաղդասարյան

Երկու կիսաանվերջ վերադիրներով ուժեղացված կտոր առ կտոր համասեռ անվերջ սալի խնդիրը

Աշխատանքում դիտարկված է, երկու միատեսակ կիսաանվերջ վերադիրներով ուժեղացված, երկու կիսաանվերջ սալերից կազմված կտոր առ կտոր համասեռ անվերջ սալի խնդիրը, ընդ որում վերադիրները գտնվում են նյութերի բաժանման գծին զուգահեռ ուղղի վրա: Սալը դեֆորմացվում է անվերջ հեռու կետերում կիրառված և նյութերի բաժանման գծին զուգահեռ ձգող լարումների ազդեցության տակ:

Խնդիրը բերվում է վերադիրների ծայրերը միացնող հատվածին պատկանող սալի կետերի դեֆորմացիաների նկատմամբ ստացված սինգուլյար ինտեգրալ հավասարման լուծմանը: Իր հերթին, ստացված ինտեգրալ հավասարման լուծումը բերվում է քվազիլիովին ռեգուլյար գծային հանրահաշվական հավասարումների համակարգի լուծմանը:

Ստացված է նաև ասիմպտոտիկ բանաձև՝ անվերջ հեռու կետերում կոնտակտային լարումների որոշման համար:

R.A.Bagdasaryan

Problem for Piece-homogeneous Infinite Plate Reinforced by Two Semi-infinite Stringers

In the paper the problem is considered for piece-homogeneous infinite plate from two semi-infinite plates. The semi-infinite plate is strengthened by two same semi-infinite stringers lying on one line parallel to line of material separation.

The plate is deformed under action of tensile stresses applied on infinity parallel to line of material separation.

The problem is reduced to the solution of singular integral equation with respect to plates point deformation in the interval of stringer edges. Hereafter the solution of singular integral equation is reduced to the solution of quasi-regular infinite simultaneous linear algebraic equations.

The asymptotic formula is also obtained for contact stresses in infinite points.

В работе рассматривается задача для кусочно-однородной бесконечной пластины, состоящей из двух полубесконечных пластин, усиленной двумя одинаковыми полубесконечными стрингерами, находящимися на одной прямой, параллельной линии раздела материалов.

Пластина деформируется под действием растягивающих напряжений, приложенных на бесконечности и параллельных линий раздела материалов.

Задача сводится к решению сингулярного интегрального уравнения относительно деформации точек пластины в промежутке между концами стрингеров. Далее, решение сингулярного интегрального уравнения сводится к решению квазивполне регулярной бесконечной системе линейных алгебраических уравнений.

Получена также асимптотическая формула для определения контактных напряжений в бесконечно удаленных точках.

Пусть бесконечная кусочно-однородная пластина, состоящая из двух полубесконечных пластин с различными упругими постоянными, усилена двумя одинаковыми полубесконечными стрингерами, находящимися на одной прямой, параллельной линии раздела материалов пластины (фиг.1).

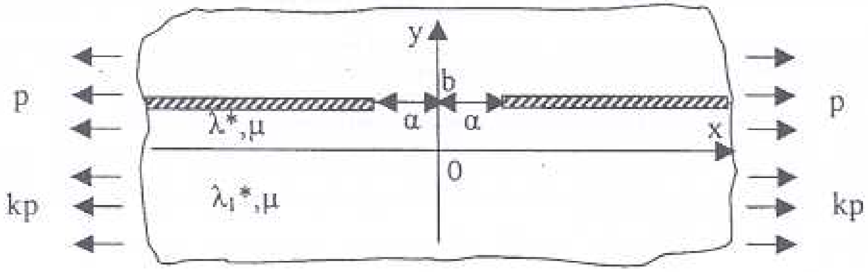
Ось абсцисс совпадает с линией раздела материалов. Стрингеры находятся на расстоянии b от оси абсцисс и на расстоянии a – от оси ординат.

Пластина деформируется под действием растягивающих напряжений $\sigma_x = p$, приложенных на бесконечности $|x| \to \infty$ при $y > 0$, а при $y < 0$ – под действием напряжений kp, где

$$k = \frac{\mu_1}{\mu} \frac{\lambda^* + 2\mu}{\lambda_1^* + 2\mu_1} \frac{\lambda_1^* + \mu_1}{\lambda^* + \mu} = \frac{E_1}{E}$$

$$\lambda^* = \frac{E\nu}{1-\nu^2}, \quad \lambda_1^* = \frac{E_1\nu_1}{1-\nu_1^2}, \quad \mu = \frac{E}{2(1+\nu)}, \quad \mu_1 = \frac{E_1}{2(1+\nu_1)}$$

E_1, ν и E_1, ν_1 – модули упругости и коэффициенты Пуассона пластины соответственно при $y > 0$ и $y < 0$.



Фиг.1

Здесь, как и в [1], относительно стрингеров принимается модель контакта по линии, т.е. предполагается, что тангенциальные контактные усилия сосредоточены вдоль средней линии контактных участков, а для упругой кусочно-однородной бесконечной пластины справедлива модель обобщенного плоского напряженного состояния.

Задача заключается в определении контактных напряжений, действующих на контактных участках между стрингерами и пластиной.

Поставленная задача решается методом, изложенным в [2], где рассматривается аналогичная задача для упругой однородной полуплоскости.

В силу вышеуказанного, уравнения равновесия элемента стрингеров запишутся в следующем виде:

$$\frac{d^2u_s}{dx^2} = \frac{\tau(x)}{E_sF_s} \quad \text{при } |x| > a \tag{1}$$

при граничных условиях

$$\left.\frac{du_s}{dx}\right|_{x=\pm a} = 0, \quad \frac{du_s}{dx} \to \frac{p}{E} \quad \text{при } |x| \to \infty \tag{2}$$

где E_s и F_s – соответственно модуль упругости и площадь поперечного сечения стрингеров, $\tau(x) = d \cdot q(x)$, d – ширина стрингеров, $q(x)$ – контактные касательные напряжения под стрингерами, а $u_s(x)$ – горизонтальные перемещения точек стрингеров.

Отметим, что $\tau(x)$ удовлетворяет условию

$$\frac{1}{F_s}\int_a^{\infty}\tau(s)ds=\frac{E_s}{E}p \tag{3}$$

Чтобы уравнения (1) и граничные условия (2) записать с помощью одного уравнения на оси $Ox(-\infty<x<\infty)$, введем функцию

$$U_s(x)=\theta(-x-a)\frac{du_s(x)}{dx}+\theta(x-a)\frac{du_s(x)}{dx}$$

где $\theta(x)$ – функция Хевисайда.

Учитывая (1) и (2), для $U_s(x)$ получим

$$\frac{dU_s(x)}{dx}=\frac{1}{E_sF_s}\tau_1(x),\quad(-\infty<x<\infty) \tag{4}$$

где $\tau_1(x)=[\theta(-x-a)+\theta(x-a)]\tau(x)$.

С другой стороны, для перемещения точек пластины имеем [3]

$$u^{(1)}_{(x,y)}=\frac{1}{\pi h}\int_{-\infty}^{\infty}\left\{A_1\ln\frac{1}{\left[(x-s)^2+(y+b)^2\right]^{1/2}}+A_2\frac{(y+b)^2}{(x-s)^2+(y+b)^2}+A_3\frac{yb\left[(y+b)^2-(x-s)^2\right]}{\left[(x-s)^2+(y+b)^2\right]^2}+\right.$$

$$\left.+A_4\ln\frac{1}{\left[(x-s)^2+(y-b)^2\right]^{1/2}}-A_5\frac{(y-b)^2}{(x-s)^2+(y-b)^2}\right\}\tau_1(s)ds+\frac{\lambda^*+2\mu}{4\mu(\lambda^*+\mu)}px \tag{5}$$

$$V^{(1)}(x,y)=\frac{1}{\pi h}\int_{-\infty}^{\infty}\left\{B_1\,\mathrm{arctg}\frac{x-s}{y+b}+B_2\frac{(x-s)(y-b)}{(x-s)^2+(y+b)^2}+B_3\frac{yb(x-s)(y+b)}{\left[(x-s)^2+(y+b)^2\right]^2}+\right.$$

$$\left.+B_4\frac{(x-s)(y-b)}{(x-s)^2+(y-b)^2}\right\}\tau_1(s)ds-\frac{\lambda^*}{4\mu(\lambda^*+\mu)}py \tag{6}$$

$$(-\infty<x<\infty;\quad 0\le y<\infty;\quad b>0),$$

$$u^{(2)}(x,y)=\frac{1}{\pi h}\int_{-\infty}^{\infty}\left\{C_1\ln\frac{1}{\left[(x-s)^2+(y-b)^2\right]^{1/2}}+C_2\frac{b(y-b)}{(x-s)^2+(y-b)^2}-\right.$$

$$\left.-C_3\frac{y(y-b)}{(x-s)^2+(y-b)^2}\right\}\tau_1(s)ds+\frac{\lambda_1^*+2\mu_1}{4\mu_1(\lambda_1^*+\mu_1)}kpx \tag{7}$$

$$V^{(2)}(x,y)=\frac{1}{\pi h}\int_{-\infty}^{\infty}\left[D_1\,\mathrm{arctg}\frac{x-s}{y-b}+D_2\frac{b(x-s)}{(x-s)^2+(y-b)^2}+\right.$$

$$\left.+D_3\frac{y(x-s)}{(x-s)^2+(y-b)^2}\right]\tau_1(s)ds-\frac{\lambda_1^*}{4\mu_1(\lambda_1^*+\mu_1)}kpy \tag{8}$$

$$(-\infty<x<\infty;\quad -\infty<y\le 0;\quad b>0)$$

где h – толщина пластины, $u^{(1)}(x,y)$ и $V^{(1)}(x,y)$ – перемещения точек пластины при $y\ge 0$; $u^{(2)}(x,y)$, и $V^{(2)}(x,y)$ – перемещения точек пластины при $y\le 0$.

Для коэффициентов из (5) – (8) имеем

$$A_1=\frac{\mu^2(\lambda_1^*+3\mu_1)\left[(\lambda^*+2\mu)^2+\mu^2\right]-\mu_1^2(\lambda^*+3\mu)\left[2\mu^2+(\lambda_1^*+\mu_1)(\lambda^*+3\mu)\right]}{4\mu(\lambda^*+2\mu)\left[\mu_1(\lambda^*+3\mu)+\mu(\lambda^*+\mu)\right]\left[\mu(\lambda_1^*+3\mu_1)+\mu_1(\lambda_1^*+\mu_1)\right]}$$

$$A_2=\frac{(\mu_1-\mu)(\lambda^*+\mu)(\lambda^*+3\mu)}{4\mu(\lambda^*+2\mu)\left[\mu_1(\lambda^*+3\mu)+\mu(\lambda^*+\mu)\right]},\qquad A_4=\frac{\lambda^*+3\mu}{4\mu(\lambda^*+2\mu)}$$

$$A_3=\frac{(\mu-\mu_1)(\lambda^*+\mu)^2}{2\mu(\lambda^*+2\mu)\left[\mu_1(\lambda^*+3\mu)+\mu(\lambda^*+\mu)\right]},\qquad A_5=\frac{\lambda^*+\mu}{4\mu(\lambda^*+2\mu)}$$

$$B_1=\frac{\mu^2(\lambda_1^*+3\mu_1)-\mu_1^2(\lambda^*+3\mu)}{2\left[\mu_1(\lambda^*+3\mu)+\mu(\lambda^*+\mu)\right]\left[\mu(\lambda_1^*+3\mu_1)(\lambda_1^*+\mu_1)\right]}$$

$$B_2=\frac{(\mu-\mu_1)(\lambda^*+\mu)(\lambda^*+3\mu)}{4\mu(\lambda^*+2\mu)\left[\mu_1(\lambda^*+3\mu)+\mu(\lambda^*+\mu)\right]}$$

$$B_3=\frac{(\mu_1-\mu)(\lambda^*+\mu)^2}{\mu(\lambda^*+2\mu)\left[\mu_1(\lambda^*+3\mu)+\mu(\lambda^*+\mu)\right]},\qquad B_4=\frac{\lambda^*+\mu}{4\mu(\lambda^*+2\mu)}$$

$$C_1=\frac{\mu(\lambda^*+2\mu)(\lambda_1^*+3\mu_1)+\mu_1(\lambda_1^*+2\mu_1)(\lambda^*+3\mu)}{2\left[\mu(\lambda_1^*+3\mu_1)+\mu_1(\lambda_1^*+\mu_1)\right]\left[\mu_1(\lambda^*+3\mu)+\mu(\lambda_1^*+\mu_1)\right]}$$

$$C_2=\frac{\lambda^*+\mu}{2\left[\mu_1(\lambda^*+3\mu)+\mu(\lambda^*+\mu)\right]},\qquad C_3=\frac{\lambda_1^*+\mu_1}{2\left[\mu(\lambda_1^*+3\mu_1)+\mu_1(\lambda_1^*+\mu_1)\right]}$$

$$D_1=\frac{\mu_1^2(\lambda^*+3\mu)-\mu^2(\lambda_1^*+3\mu_1)}{2\left[\mu(\lambda_1^*+3\mu_1)+\mu_1(\lambda_1^*+\mu_1)\right]\left[\mu_1(\lambda^*+3\mu)+\mu(\lambda^*+\mu)\right]}$$

$$D_2=\frac{\lambda^*+\mu}{2\left[\mu_1(\lambda^*+3\mu)+\mu(\lambda^*+\mu)\right]},\qquad D_3=\frac{\lambda_1^*+\mu_1}{2\left[\mu(\lambda_1^*+3\mu_1)+\mu_1(\lambda_1^*+\mu_1)\right]}$$

Из (5) определим $\dfrac{\partial u^{(1)}(x,b)}{\partial x}$

$$\frac{\partial u^{(1)}(x,b)}{\partial x}=U(x)+g(x)=-\frac{1}{\pi h}\int_{-\infty}^{\infty}\left\{A_1\frac{x-s}{(x-s)^2+4b^2}+8b^2A_2\frac{x-s}{\left[(x-s)^2+4b^2\right]^2}+\right.$$

$$\left.+2b^2A_3\frac{(x-s)\left[12b^2-(x-s)^2\right]}{\left[(x-s)^2+4b^2\right]^2}+A_4\frac{1}{x-s}\right\}\tau_1(s)ds+\frac{\lambda^*+2\mu}{4\mu(\lambda^*+\mu)}P$$

$$(-\infty<x<\infty) \tag{9}$$

где

$$U(x)=\left[\theta(-x-a)+\theta(x-a)\right]\frac{\partial u^{(1)}(x,b)}{\partial x}$$

$$g(x)=\left[\theta(x+a)-\theta(x-a)\right]\frac{\partial u^{(1)}(x,b)}{\partial x}$$

Учитывая также условия контакта

$$U_s(x)=U(x),\quad (-\infty<x<\infty) \tag{10}$$

и применив к (4), (9) и (10) преобразование Фурье, получим

$$i\sigma U_s(\sigma)=\frac{1}{E_sF_s}\bar{\tau}_1(\sigma) \qquad (11)$$

$$\overline{U}(\sigma)+\bar{g}(\sigma)=\bar{r}(\sigma)\bar{\tau}_1(\sigma), \qquad \overline{U}_s(\sigma)=\overline{U}(\sigma) \qquad (12)$$

где

$$\bar{r}(\sigma)=\frac{1}{ih}\left[A_4\operatorname{sgn}\sigma+\left(A_1\operatorname{sgn}\sigma+2bA_2\sigma+b^2A_3\sigma^2\operatorname{sgn}\sigma\right)e^{-2b|\sigma|}\right]$$

при этом $\bar{f}(\sigma)=\int\limits_{-\infty}^{\infty}f(x)e^{i\sigma x}dx, \quad f(x)=\frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\bar{f}(\sigma)e^{-i\sigma x}d\sigma$

Сопоставлением формул (11) и (12) получим следующее функциональное уравнение:

$$\bar{\tau}_1(\sigma)=\frac{h}{A_4}\frac{i\sigma\bar{g}(\sigma)}{A+|\sigma|+\bar{q}(\sigma)} \qquad (13)$$

где

$$\bar{q}(\sigma)=\left(c_1|\sigma|+2bc_2\sigma^2+b^2c_3|\sigma|^3\right)e^{-2b|\sigma|}$$

$$A=\frac{h}{E_sF_sA_4}, \quad c_1=\frac{A_1}{A_4}, \qquad c_2=\frac{A_2}{A_4}, \quad c_3=\frac{A_3}{A_4}$$

Применив к (13) обратное преобразование Фурье и имея ввиду теорему о свертке, получим

$$\tau_1(x)=\frac{h}{A_4}\int\limits_{-a}^{a}k(x-s)\frac{\partial u^{(1)}(s,b)}{\partial s}ds, \qquad (-\infty<x<\infty) \qquad (14)$$

где
$$k(x)=\frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{i\sigma}{A+|\sigma|+\bar{q}(\sigma)}e^{-i\sigma x}d\sigma \qquad (15)$$

Из (14) при $|x|<a$ следует

$$\int\limits_{-a}^{a}k(x-s)\frac{\partial u^{(1)}(s,b)}{\partial s}ds=0 \qquad (16)$$

Определив $\dfrac{\partial u^{(1)}(x,b)}{\partial x}$ из (16), для искомой $\tau(x)$ получим

$$\tau(x)=\frac{h}{A_4}\int\limits_{-a}^{a}k(x-s)\frac{\partial u^{(1)}(s,b)}{\partial s}ds, \quad |x|>a \qquad (17)$$

Таким образом, задача свелась к решению интегрального уравнения (16).

До того, как перейти к решению уравнения (16), приступим к исследованию ядра этого уравнения. Заметим, что $k(x)$ можно представить в виде

$$k(x)=k_1(x)-k_2(x)$$

где $k_1(x)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{i\sigma e^{-i\sigma x}}{A+|\sigma|}d\sigma, \quad k_2(x)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{i\sigma\overline{q}(\sigma)e^{-i\sigma x}}{(A+|\sigma|)[A+|\sigma|+\overline{q}(\sigma)]}d\sigma$

Так как при $|\sigma|\to\infty$ имеет место разложение

$$\bar{k}_1(\sigma)=\frac{i\sigma}{A+|\sigma|}=i\,\mathrm{sgn}\,\sigma-\frac{iA}{\sigma}+i\frac{A^2}{\sigma|\sigma|}+O\left(|\sigma|^{-3}\right)$$

то в силу свойств интегралов Фурье, при $|x|\to 0$ будем иметь

$$k_1(x)=\frac{1}{\pi x}-\frac{A}{2}\mathrm{sgn}\,x+R(x) \tag{18}$$

где $R(x)=0(x\ln|x|)$ при $|x|\to 0$.

Далее, нетрудно видеть, что

$$k_2(x)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\sigma^2\overline{q}(\sigma)d\sigma}{(A+|\sigma|)[A+|\sigma|+\overline{q}(\sigma)]}x+0(x^3), \qquad |x|\to 0 \tag{19}$$

Таким образом, для функции $k(x)$ получим

$$k(x)=\frac{1}{\pi x}-\frac{A}{2}\mathrm{sgn}\,x+R_1(x) \tag{20}$$

где $R_1(x)=R(x)-k_2(x)$ и $R_1(x)=0(x\ln|x|)$ при $|x|\to 0$.

Итак, после замены переменных $s=at$ и $x=ay$ в (16) и имея ввиду вышесказанное, получим

$$\frac{1}{\pi}\int_{-1}^{1}\frac{\varphi(t)dt}{t-y}=A^*\int_{-1}^{1}\frac{1}{2}\mathrm{sgn}(t-y)\varphi(t)dt+a\int_{-1}^{1}R_1[a(y-t)]\varphi(t)dt, \qquad |y|<1 \tag{21}$$

где $A^*=aA, \qquad \varphi(t)=\left.\frac{\partial u}{\partial s}\right|_{s=at}$

Учитывая, что $\varphi(t)$ четная функция, решение полученного сингулярного интегрального уравнения ищем в виде

$$\varphi(t)=a_0F(t) \tag{22}$$

где a_0 — постоянная, подлежащая определению,

$$F(t)=\frac{1}{\sqrt{1-t^2}}+\frac{1}{\sqrt{1-t^2}}\sum_{n=1}^{\infty}b_{2n}T_{2n}(t) \tag{22'}$$

$T_k(t)=\cos(k\arccos t), \qquad k=0,1,2,\ldots\ldots$

многочлены Чебышева первого рода.

Подставляя выражение $\varphi(t)$ из (22) в (21) и пользуясь соотношением

$$\frac{1}{\pi}\int_{-1}^{1}\frac{T_k(t)dt}{(t-y)\sqrt{1-t^2}}=\begin{cases}0, k=0,\\ U_{k-1}(y), k=1,2,\ldots\end{cases}$$

$$U_{k-1}(t)=\frac{\sin(k\arccos t)}{\sin(\arccos t)}, \quad k=1,2,\ldots\ldots;\quad |y|<1)$$

где $U_{k-1}(t)$ – многочлены Чебышева второго рода, известным способом [4] получим следующую квазивполне регулярную бесконечную систему линейных алгебраических уравнений относительно коэффициентов b_{2n}, $n=1,2,\ldots$:

$$b_{2m}+\frac{2}{\pi}\sum_{n=1}^{\infty}\left[K^{(1)}_{2m,2n}+K^{(2)}_{2m,2n}\right]b_{2n}=\frac{2}{\pi}\varphi_{2m},\quad m=1,2,\ldots \tag{23}$$

где
$$K^{(1)}_{2m,2n}=-\int_{-1}^{1}\left[\int_{-1}^{1}\frac{\operatorname{sgn}(t-y)T_{2n}(t)}{2\sqrt{1-t^2}}dt\right]U_{2m-2}(y)\sqrt{1-y^2}\,dy \tag{24}$$

$$K^{(2)}_{2m,2n}=-\int_{-1}^{1}\left[\int_{-1}^{1}\frac{R_1[a(y-t)]T_{2n}(t)}{\sqrt{1-t^2}}dt\right]U_{2m-2}(y)\sqrt{1-y^2}\,dy \tag{25}$$

$$\begin{aligned}\varphi_{2m}&=A^*\int_{-1}^{1}\left[\int_{-1}^{1}\frac{\operatorname{sgn}(t-y)}{2\sqrt{1-t^2}}dt\right]U_{2m-2}(y)\sqrt{1-y^2}\,dy+\\&+a\int_{-1}^{1}\left[\int_{-1}^{1}\frac{R_1[a(y-t)]}{2\sqrt{1-t^2}}dt\right]U_{2m-2}(y)\sqrt{1-y^2}\,dy,\qquad m=1,2,\ldots\end{aligned} \tag{26}$$

После определения b_{2n}, $n=1,2,\ldots$ можно получить представления напряжения $\tau(ay)$ с выделенными особенностями в точках $y=\pm1$ [2]

$$\tau(ay)=\frac{h}{A_4}a_0L(y) \tag{27}$$

где

$$\begin{aligned}L(y)&=\frac{\operatorname{sgn}y}{\sqrt{y^2-1}}+\frac{\operatorname{sgn}y}{\sqrt{y^2-1}}\sum_{n=1}^{\infty}b_{2n}\left\{\left(y+\sqrt{y^2-1}\right)^{-2n}+\right.\\&\left.+\frac{A^*}{2}\int_{-1}^{1}\left[\operatorname{sgn}(t-y)+aR_1[a(y-t)]\right]\frac{T_{2n}(t)}{\sqrt{1-t^2}}dt\right\},\qquad |y|>1\end{aligned} \tag{28}$$

Постоянная a_0 определяется из условия (3) и имеет вид

$$a_0=\frac{E_sF_sA_4}{Eah\int_{1}^{\infty}L(y)dy}p \tag{29}$$

Теперь приступим к определению асимптотической формулы для $\tau(x)$ при $|x|\to\infty$.

Имея ввиду разложение $\overline{\tau}_1(\sigma)$ при $|\sigma|\to0$

$$\overline{\tau}_1(\sigma)=\frac{h\overline{g}(0)}{AA_4}i\sigma+a_1i\sigma|\sigma|+a_2i\sigma^3+a_3i\sigma^3|\sigma|+a_4i\sigma^5+0(\sigma^6)$$

где

$$a_1=-\frac{h}{A^2A_4}(1+c_1)\overline{g}(0)$$

$$a_3 = -\frac{h}{AA_4}\left\{\frac{[\bar{g}(0)]''}{2}(1+c_1)+\right.$$

$$\left.+\frac{\bar{g}(0)}{A}\left[b^2(c_3+2c_1-4c_2)+\frac{(1+c_1)^3}{A^2}-\frac{4b}{A}(1+c_1)(c_2-c_1)\right]\right\}$$

$$\bar{g}(0)=\pi a a_0, \quad [\bar{g}(0)]'' = -\frac{\pi a^3 a_0}{4}(b_2+2)$$

a_2 и a_4 — некоторые постоянные, в силу свойств интеграла Фурье [5] имеем

$$\tau(x)=\frac{2a_1}{\pi x^3}+\frac{24a_3}{\pi x^5}+0\left(x^{-7}\right) \quad |x|\to\infty \tag{30}$$

Автор выражает благодарность профессору Э.Х. Григоряну за ценные советы в ходе решения задачи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Муки Р., Стернберг Э. Передача нагрузки от растягиваемого поперечного стержня к полубесконечной упругой пластинке. // П.М. Тр. Амер. общ. инж. механиков. 1968. Сер. Е. №4. С.124-135.
2. Григорян Э.Х. Об одном эффективном методе решения одного класса смешанных задач теории упругости. // Уч. записки ЕГУ, естеств. науки. 1979. №2. С.62-71.
3. Багдасарян Р.А., Гукасян Г.О. Об одной задаче для кусочно-однородной пластины, усиленной бесконечным стрингером.// Межвузовский сб. научных трудов. 1991. Вып.8. С.316-321.
4. Александров В.М., Мхитарян С.М. Контактные задачи с тонкими покрытиями и прослойками. М.: Наука. 1983. 467с.
5. Lighthill M.J. An Introduction to Fourier analysis and generalized functions //Cambridge Univ. Press. 1959. P.87.

Государственный инженерный
университет Армении

Поступила в редакцию
6.09.2004