

УДК 539.1

АНТИПЛОСКАЯ ЗАДАЧА ДЛЯ АНИЗОТРОПНОЙ УПРУГОЙ НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЫ ПРИ НАЛИЧИИ ТРЕЩИНЫ, ДВИЖУЩЕЙСЯ С ПРОИЗВОЛЬНОЙ СКОРОСТЬЮ

Багдаев А.Г., Мартirosян А.Н.

Ա.Գ. Բագդև, Ա.Ն. Մարտիրոսյան

Կամայական արագությամբ շարժվող ճեղքի հակահարը խնդիրը անիզոտրոպ անհամասնա առնագական միջավայրում: Լուծումը գտնվում է փարկրների մերորով: Ստացված է լարումների ինտենսիվության գործակիցը ճեղքի ծայրի մոտ:

Դիտարկվում է կամայական արագությամբ շարժվող ճեղքի հակահարը խնդիրը անիզոտրոպ անհամասնա առնագական միջավայրում: Լուծումը գտնվում է փարկրների մերորով: Ստացված է լարումների ինտենսիվության գործակիցը ճեղքի ծայրի մոտ:

A.G. Bagdov, A.N. Martirosian

Antiplane problem for anisotropic elastic inhomogeneous medium in presence of crack moving with arbitrary speed

Рассматривается антиплоская задача для трещины в анизотропной упругой среде при произвольной скорости движения трещины. Решение находится методом спертот. Получен коэффициент интенсивности напряжений около вершины трещины.

Рассматривается антиплоская задача о трещине, занимающей полуплоскость $y = 0, x < 0, |z| < \infty$, край которой движется вдоль оси x по произвольному закону $x = l(t)$, причем $y < 0$ и $y > 0$ соответствует упругим анизотропным средам. Для случая постоянной скорости трещины соответствующая задача рассмотрена в [3].

Рассмотрим антиплоскую задачу для анизотропной упругой среды, на границе которой заданы функции ($y = 0, |z| < \infty$)

$$\begin{aligned} \tau_{yz}^{(1)} &= \tau_{yz}^{(2)} \text{ при } |x| < \infty \\ u^{(1)} - u^{(2)} = u_* &= 0 \text{ при } x > l(t) \\ \tau_{yz}^{(2)} &= \tau_-(x, t) \text{ при } x < l(t) \\ \tau_{yz}^{(j)} &= a_2^{(j)^2} \partial u^{(j)} / \partial y + a_{12}^{(j)^2} \partial u^{(j)} / \partial x \\ \tau_{xz}^{(j)} &= a_1^{(j)^2} \partial u^{(j)} / \partial x + a_{12}^{(j)^2} \partial u^{(j)} / \partial y, \quad j = 1, 2 \end{aligned} \quad (1)$$

где t – время, x – координата вдоль границы полуплоскости, y направлена по нормали к ней, z – координата по нормали к xy , $u^{(j)}$ – перемещения, $\tau^{(j)}$ – напряжение, $a^{(j)}$ – упругие постоянные, $l(t)$ – некоторая функция – положение точки раздела граничных условий. Значение функций $\tau = \tau_+(x, t)$ при $x > l(t)$ и $u = u_-(x, t)$ при $x < l(t)$ неизвестны.

Уравнения движения сред имеют вид

$$a_1^{(j)^2} \frac{\partial^2 u^{(j)}}{\partial x^2} + 2a_{12}^{(j)^2} \frac{\partial^2 u^{(j)}}{\partial x \partial y} + a_2^{(j)^2} \frac{\partial^2 u^{(j)}}{\partial y^2} = \frac{\partial^2 u^{(j)}}{\partial t^2} \quad (2)$$

Определим напряжение на продолжении трещины при постоянной сосредоточенной силе, действующей на берегах трещины

$$\tau_{-}^0(l, \tau, x, \xi) = -\delta(x - \xi)H(l - \tau), \quad \xi < l(\tau) \quad (3)$$

Решение таким образом поставленной задачи имеем в виде

$$\bar{u}^{(j)} = \int_{-\infty}^{\infty} \bar{u}^{(j)}(\bar{\alpha}) \exp(-i\bar{\alpha}x - i\bar{\beta}_j y) d\bar{\alpha} \quad (4)$$

Подставляя в (2) выражение (4), получим

$$a_1^{(j)^2} \bar{\alpha}^2 - 2a_{12}^{(j)^2} \bar{\alpha} \bar{\beta}_j - a_2^{(j)^2} \bar{\beta}_j^2 = s^2 \quad (5)$$

или

$$\begin{aligned} \bar{\beta}_j a_2^{(j)^2} &= -a_{12}^{(j)^2} \bar{\alpha} + (-1)^{j-1} i \sqrt{a^{(j)^2} \bar{\alpha}^2 + a_2^{(j)^2} s^2} \\ a^{(j)^2} &= a_2^{(j)^2} a_1^{(j)^2} - a_{12}^{(j)^2} \end{aligned} \quad (6)$$

где s - параметр преобразования Лапласа.

Подставляя выражение (4) в (1) и учитывая (6), граничные условия можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \sqrt{a^{(1)^2} \bar{\alpha}^2 + a_2^{(1)^2} s^2} \bar{u}^{(1)} &= -\sqrt{a^{(2)^2} \bar{\alpha}^2 + a_2^{(2)^2} s^2} \bar{u}^{(2)} \\ \bar{u}^{(1)} - \bar{u}^{(2)} &= \bar{u}_+ + \bar{u}_- = \bar{u} \\ -\bar{u}^{(2)} \sqrt{a^{(2)^2} \bar{\alpha}^2 + a_2^{(2)^2} s^2} &= \bar{u}_+ + \bar{u}_- \end{aligned} \quad (7)$$

Решение системы (7) дает

$$\begin{aligned} \bar{u}_-(s, \bar{\alpha}) &= \bar{S}(s, \bar{\alpha}) [\bar{u}_-(s, \bar{\alpha}) + \tau, (s, \bar{\alpha})] \\ \bar{S}(s, \bar{\alpha}) &= \frac{a^{(2)} + a^{(1)}}{a^{(1)} a^{(2)}} \frac{\bar{D}(s, \bar{\alpha})}{\sqrt{a^2 s^2 + \bar{\alpha}^2}} \\ \bar{D}(s, \bar{\alpha}) &= \frac{a^{(2)} \sqrt{b^2 s^2 + \bar{\alpha}^2} + a^{(1)} \sqrt{a^2 s^2 + \bar{\alpha}^2}}{(a^{(1)} + a^{(2)}) \sqrt{b^2 s^2 + \bar{\alpha}^2}} \\ a &= a_2^{(1)} / a^{(1)}, \quad b = a_2^{(2)} / a^{(2)} \end{aligned} \quad (8)$$

Предположено, что $b > a$, $a_2^{(2)} a^{(1)} - a_2^{(1)} a^{(2)} > 0$.

Факторизация функции $\bar{D}(s, \bar{\alpha})$ дает $\bar{D} = \bar{D}_+ \bar{D}_-$, где

$$\bar{D}_{\pm} \left(\frac{i\bar{\alpha}}{s} \right) = \exp \left[\frac{1}{2\pi i} \int_a^b \ln \frac{a^{(2)} \sqrt{b^2 - \eta^2} + a^{(1)} i \sqrt{\eta^2 - a^2}}{a^{(2)} \sqrt{b^2 - \eta^2} - a^{(1)} i \sqrt{\eta^2 - a^2}} \frac{d\eta}{\eta \mp \frac{i\bar{\alpha}}{s}} \right] \quad (9)$$

Функции $\bar{D}_{\pm} \left(\frac{i\bar{\alpha}}{s} \right)$ являются аналитическими на всей комплексной плоскости $i\bar{\alpha}/s$ за исключением точек, принадлежащих разрезам $[\pm a, \pm b]$. Если $C_{\pm}$ - замкнутые линии, охватывающие по отдельности разрезы, то значения аналитических во внешней области функций определяются их граничными значениями по формуле Коши для неограниченных областей

$$\bar{D}_{\pm} \left(\frac{i\bar{\alpha}}{s} \right) = 1 + \frac{1}{2\pi i} \int_{C_{\pm}} \frac{\bar{D}_{\pm}(\xi)}{\xi - i\bar{\alpha}/s} d\xi$$

$$\overline{D}_\pm^{-1}\left(\frac{i\bar{\alpha}}{s}\right) = 1 + \frac{1}{2\pi i} \int_{\bar{C}_\pm} \frac{\overline{D}_\pm^{-1}(\xi)}{\xi - i\bar{\alpha}/s} d\xi \quad (10)$$

Контуры $C_\pm$ обходятся по часовой стрелке. Деформацией контуров на вещественную ось новые выражения для функций приводятся к следующему виду:

$$\begin{aligned} \overline{D}_\pm\left(\frac{i\bar{\alpha}}{s}\right) &= 1 + \int_a^b \frac{F_1(u)}{u \mp i\bar{\alpha}/s} du \\ \overline{D}_\pm^{-1}\left(\frac{i\bar{\alpha}}{s}\right) &= 1 + \int_a^b \frac{F_2(u)}{u \mp i\bar{\alpha}/s} du \end{aligned} \quad (11)$$

$$F_1(u) = \gamma(u) \exp(\chi(u)), \quad F_2(u) = -\gamma(u) \exp(-\chi(u))$$

$$\gamma(u) = a^{(1)} \sqrt{u^{(2)} - a^{(2)}} \left\{ \pi \sqrt{a^{(2)2} (b^2 - u^2) + a^{(1)2} (u^2 - a^2)} \right\}^{-1}$$

$$\chi(u) = \frac{1}{\pi} \int_a^b \operatorname{arctg} \left(\frac{a^{(1)} \sqrt{\eta^2 - a^2}}{a^{(2)} \sqrt{b^2 - \eta^2}} \right) \frac{d\eta}{\eta - u}$$

Представим $\overline{S}(s, \bar{\alpha}) = \overline{S}_+(s, \bar{\alpha}) \overline{S}_-(s, \bar{\alpha})$, где

$$\begin{aligned} \overline{S}_\pm(s, \bar{\alpha}) &= \overline{D}_\pm\left(\frac{i\bar{\alpha}}{s}\right) (as - i\bar{\alpha})^{-1/2} \\ \overline{S}_-(s, \bar{\alpha}) &= \frac{a^{(1)} + a^{(2)}}{a^{(1)} a^{(2)}} \overline{D}_-\left(\frac{i\bar{\alpha}}{s}\right) (as + i\bar{\alpha})^{-1/2} \end{aligned} \quad (12)$$

Тогда уравнение (8) можно записать в виде

$$\overline{P}_- \overline{u}_- + \overline{P}_+ \overline{u}_+ = \overline{S}_+ \overline{\tau}_+ + \overline{S}_- \overline{\tau}_-, \quad \overline{P}_\pm = 1/\overline{S}_\pm \quad (13)$$

Предположим, что функция $\overline{S}(s, \bar{\alpha})$ такова, что указанная выше факторизация приводит к функциям $\overline{S}_\pm, \overline{P}_\pm$, оригиналы которых удовлетворяют условиям

$$\begin{aligned} P_+(x, t) &= S_+(x, t) = 0 \text{ при } x > v_+ t \\ P_-(x, t) &= S_-(x, t) = 0 \text{ при } x < v_- t \\ v_- < l(t) < v_+; \quad \left(v_\pm = \pm \frac{1}{a} \right) \end{aligned} \quad (13.1)$$

Тогда неизвестные функции $u_\pm(x, t), \tau_\pm(x, t)$ определяются так:

$$\begin{aligned} \tau_+ &= -P_+ ** [(S_- ** \tau_- - P_- ** u_+) H(x - l + 0) + P_+ ** C] \\ u_- &= S_- ** [(S_+ ** \tau_- - P_- ** u_+) H(l - x + 0) + S_- ** C] \end{aligned} \quad (14)$$

Здесь символ $(**)$ означает свертку по переменным t и x ; H - функция Хевисайда; C - некоторая обобщенная функция, носитель которой сосредоточен на линии $x = l(t)$:

$$C = \sum_{m=0}^n f_m(x) \delta^{(m)}[x - l(t)]$$

Слагаемые $S_{-}^{**}C$, $P_{+}^{**}C$ в (14) – решения однородной задачи, т.е. решения уравнения (13) при $u_{-} = \tau_{-} = 0$. Производ, вносимый указанными слагаемыми, как обычно в смешанных задачах, устраняется привлечением дополнительных условий, например, условием ограниченности энергии.

Формулы (14) получены следующим образом. Произведению изображения $\overline{P}_{-} \overline{u}_{-}$ соответствует свертка оригиналов

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P_{-}(\tau, \xi) u_{-}(l - \tau, x - \xi) H(v \tau - \xi + 0) H[l(l - \tau) - x + \xi + 0] d\tau d\xi \quad (15)$$

где множители (функции Хевисайда) введены, чтобы подчеркнуть наличие предельных значений для носителей P_{-} (13.1) и u_{-} ($u_{-}(x, l) = 0$ при $x > l(t)$).

Свертка (15) отлична от нуля для тех областей на плоскости x, t , где аргументы функций Хевисайда положительны: $\xi \leq v \tau$, $\xi \geq x - l(t - \tau)$. Отсюда для $x > l(t)$ находим $v \tau > l(t) - l(t - \tau) \geq \tau_{\min}^l$.

Вместе с тем, по условию (13.1) $\dot{l} > v_{-}$. Противоречие свидетельствует о том, что $P_{-}^{**}u_{-} = 0$ при $x > l(t)$. Аналогично доказывается, что $S_{+}^{**}\tau_{+} = 0$ при $x < l(t)$. Отсюда и следуют соотношения

$$\begin{aligned} P_{-}^{**}u_{-} &= (S_{+}^{**}\tau_{-} - P_{-}^{**}u_{+})H(l - x + 0) \\ S_{+}^{**}\tau_{+} &= -(S_{-}^{**}\tau_{-} - P_{-}^{**}u_{-})H(x - l + 0) \end{aligned}$$

Вновь применив преобразования Лапласа и Фурье, поделив после этого первое равенство на $\overline{P}_{-}$, второе – на $\overline{S}_{+}$ и перейдя затем к оригиналам, получаем первые слагаемые в равенствах (13). Прибавляя решения однородной задачи, приходим к указанному общему решению (13). При этом условия: $u_{-} = 0$ при $x > l$, $\tau_{+} = 0$ при $x < l$ одновременно выполняются лишь в том случае, когда носитель C сосредоточен на линии $x = l(t)$.

Теперь выпишем оригиналы функции

$$\begin{aligned} S_{+}(x, t) &= \frac{1}{4\pi^2 i} \int_{-\infty}^{\infty} d\overline{\alpha} \int_{\sigma - j\infty}^{\sigma + j\infty} \overline{S}_{+}(s, \overline{\alpha}) \exp(st - i\overline{\alpha}x) ds \\ P_{-}(x, t) &= \frac{1}{4\pi^2 i} \int_{-\infty}^{\infty} d\overline{\alpha} \int_{\sigma - j\infty}^{\sigma + j\infty} \overline{P}_{-}(s, \overline{\alpha}) \exp(st - i\overline{\alpha}x) ds \end{aligned} \quad (16)$$

Здесь, как обычно, принято $\sigma \geq 0$, при этом для малых σ контур интегрирования по $\overline{\alpha}$ проходит вблизи оси $\text{Im } \overline{\alpha} = 0$ с обходом особых точек.

Учитывая, что

$$s^{\lambda} = \frac{1}{\Gamma(-\lambda)} \int_0^{\infty} \frac{\exp(-st_1)}{t_1^{\lambda+1}} dt_1, \quad \lambda = \frac{1}{2}, \quad \frac{3}{2}$$

где интеграл понимается в смысле главного значения, представляя обобщенную функцию S , можно из (16) получить

$$S_+(x, t) = -\frac{i}{4\pi^2} \int_{-\infty}^a d\alpha \int_{\sigma-i\infty}^{\sigma+i\infty} ds \int_0^\infty \frac{D_+(\alpha) \exp(st - st_1 - s\alpha x)}{\Gamma\left(-\frac{1}{2}\right) \sqrt{a-\alpha} t_1^{3/2}} dt_1$$

$$P_+(x, t) = -\frac{i}{4\pi^2} \int_{-\infty}^a d\alpha \int_{\sigma-i\infty}^{\sigma+i\infty} ds \int_0^\infty \frac{\sqrt{a-\alpha} D_+^{-1}(\alpha) \exp(st - st_1 - s\alpha x)}{\Gamma\left(-\frac{3}{2}\right) t_1^{5/2}} dt_1 \quad (16.1)$$

где $\alpha = i\bar{\alpha}/s$, $\Gamma(\lambda)$ – гамма-функция Эйлера.

В формулах (16.1) интегралы по s дают δ -функцию от аргумента $t - t_1 - \alpha x$. После вычисления интегралов по t_1 , от δ -функции получим

$$S_+(x, t) = \frac{iH(x)}{2\pi\Gamma(-1/2)} \int_{-\infty}^a \frac{D_+(\alpha) d\alpha}{\sqrt{a-\alpha} (t - \alpha x)^{3/2}}$$

$$P_+(x, t) = \frac{iH(x)}{2\pi\Gamma(-3/2)} \int_{-\infty}^a \frac{\sqrt{a-\alpha} D_+^{-1}(\alpha) d\alpha}{(t - \alpha x)^{5/2}}$$

Заменяя контур по α на контуры по верхним и нижним берегам разрезов по действительной оси между точками a и $\frac{t}{x}$ и выбирая однозначные ветви подынтегральной функции, получим

$$S_+(x, t) = \frac{\partial}{\partial t} \frac{H(t - \alpha x) H(x)}{2\pi\Gamma(-1/2)} \int_a^{t/x} \frac{D_+(\alpha) d\alpha}{\sqrt{a-\alpha} \sqrt{t - \alpha x}}$$

$$P_+(x, t) = \frac{\partial^2}{\partial t^2} \frac{4H(t - \alpha x) H(x)}{3\pi\Gamma(-3/2)} \int_a^{t/x} \frac{D_+^{-1}(\alpha) \sqrt{a-\alpha}}{\sqrt{t - \alpha x}} d\alpha$$

Подставляя из (11) значение функции $D_+(\alpha)$, $D_+^{-1}(\alpha)$, обозначая $y = \frac{\sqrt{a-\alpha}}{\sqrt{t/x - \alpha}}$ и применяя теоремы о вычетах, можно получить

$$S_+(x, t) = \frac{H(x)}{\sqrt{\pi}} \frac{\partial}{\partial t} \frac{H(t - \alpha x)}{\sqrt{x}} \left(1 + \int_{t/x}^b \frac{F_0(u) du}{\sqrt{u - t/x}} \right)$$

$$P_+(x, t) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(a \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \right) \left\{ \left[\delta(t - \alpha x) - \int_a^b \Phi(h) \delta(t - hx) dh \right] \frac{H(x)}{\sqrt{x}} \right\} \quad (17)$$

$$F_0(u) = \frac{F_1(u)}{\sqrt{u - a}}, \quad \Phi(h) = \int_h^b \frac{d}{du} \left(\frac{F_2(u)}{\sqrt{u - a}} \right) \frac{du}{\sqrt{u - h}}$$

Подставив в (14) выражение (3) и (16) и учитывая, что по условию задачи $u_- = 0$ и, что вследствие ограниченности энергии $C = 0$, получаем

$$S_{+}^{**} \tau_-^0 = \frac{H(T - a)}{\sqrt{\pi} \sqrt{x - \xi}} \left(1 + \int_T^b F_0(u) \frac{du}{\sqrt{u - T}} \right)$$

$$\tau_*^0 = \left\{ \frac{H(x)}{\pi\sqrt{x}} \left[\delta(t-ax) - \int_a^b \Phi(h) \delta(t-hx) dx \right] \right\} ** \psi \quad (17.1)$$

$$\psi = \left\{ \frac{1-ai}{\sqrt{x-\xi}} \delta(x-l) \varphi(T) + H(x-l) \left(a \frac{\partial}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial \xi} \right) \frac{\varphi(T)}{\sqrt{x-\xi}} \right\} H(T-a)$$

$$\varphi(T) = 1 + \int_T^b F_0(u) \frac{du}{\sqrt{u-T}}, \quad T = \frac{t-\tau}{x-\xi}$$

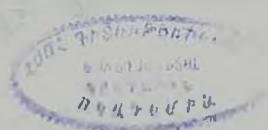
Заметим, что в первой из свертываемых функций слагаемые однотипны, поэтому для того, чтобы проинтегрировать полученное для напряжения выражение, достаточно вычислить только свертку с $x^{-1/2} \delta(t-hx) H(x)$. Полагая $h=a$, найдем свертку для первого слагаемого. Опуская выкладки, приведем окончательный результат

$$\begin{aligned} \tau_*^0 &= \frac{H(T-a)}{\pi} \left\{ N_0(t, \tau, x, \xi, a) - \int_a^b \Phi(h) N_0(t, \tau, x, \xi, h) dh \right\} \\ N_0(t, \tau, x, \xi, h) &= \frac{1-ai}{1-hi} \frac{N_1 H(L-a)}{\sqrt{x-l} \sqrt{l-\xi}} - N_2 \frac{H(L-a)}{x-\xi} - N_3 \frac{H(a-L)}{x-\xi} \\ N_1 &= 1 + \int_L^b \frac{F_0(u)}{\sqrt{u-L}} du H(b-L) \\ N_2 &= \frac{\sqrt{x-l}}{\sqrt{l-\xi}} \left[1 + \int_L^b \frac{F_0(u)(u-a)}{\sqrt{u-L}(u-T)} du H(b-L) - \pi F_1(T) \frac{\sqrt{T-a}}{\sqrt{T-L}} \right] \\ L &= \frac{t_0 - \tau}{l - \xi}, \quad l = l(t_0) \\ N_3 &= \int_a^b \frac{F_1(u) \sqrt{h-T}}{\sqrt{T-a}(u-T)} du, \quad t - t_0 = h(x - l(t_0)) \end{aligned} \quad (18)$$

Отметим, что поведение напряжения у края трещины определяется первым слагаемым функции N_0 . Учитывая, что при $x \rightarrow l(t)$, $t_0 \rightarrow t$ и $\frac{x-l(t)}{x-l(t_0)} \rightarrow 1 - hi(t)$, из (18) можно найти коэффициент интенсивности напряжений в виде

$$\begin{aligned} \lim_{x \rightarrow l(t) \rightarrow 0} \sqrt{2\pi(x-l)} \tau_*^0 &= \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\sqrt{1-ai}}{\sqrt{l-\xi}} K_0 D_0 H(L-a) \\ K_0 &= 1 - i \int_a^b \frac{F_2(u)}{1-ui} du, \quad L = \frac{t-\tau}{l-\xi} \\ D_0 &= 1 + \int_L^b F_0(u) \frac{du}{\sqrt{u-L}} H(b-L) \end{aligned} \quad (19)$$

При произвольной нагрузке $\tau_-(x, t)$ напряжение на продолжении полубесконечной трещины получается из решения (18) суперпозицией



$$\tau_-(x, l) = - \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^l \frac{\partial \tau_-(\tau, \xi)}{\partial \tau} \tau_0^-(l, \tau, x, \xi) d\tau d\xi \quad (20)$$

Коэффициент интенсивности напряжения для произвольной нагрузки (1) можно найти из формулы (19) и (20), которое принимает следующий вид:

$$\lim_{x \rightarrow l(t)+0} \sqrt{2\pi(x-l)} \tau_+ = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sqrt{1-a} K_0(J_2 - J_1) \quad (21)$$

$$J_1 = \int_{l-l/a}^l \tau_-(l-a(l-\xi), \xi) \frac{d\xi}{\sqrt{l-\xi}}$$

$$J_2 = \int_a^b F_3(u) du \int_0^l \tau'_-(l-\tau, l-\frac{\tau}{u}) \sqrt{\tau} d\tau$$

$$F_3(u) = u^{-3/2} \int_u^b \frac{F_1(\omega)}{\sqrt{\omega-a}} \frac{d\omega}{\sqrt{\omega-u}}, \quad l = l(t)$$

$$\tau'_-(\tau, g(\tau)) = \frac{\partial}{\partial \tau} \tau_-(\tau, \xi) \quad \text{при} \quad \xi = g(\tau)$$

В результате, если задана нагрузка на берегах трещины, коэффициент интенсивности (21) определяется двукратным интегралом. В частном случае при $l(t) = vt$, $v = \text{const}$ из формулы (21) получится решение, которое совпадает с результатом [3], полученным методом Вилера-Хопфа.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сарайкин В.А. и Сленян Л.И. Плоская задача о динамике трещины в упругом теле. – МТТ, 1979, №4, с.54-73.
2. Мартиросян А.Н. Движение трещины в анизотропной среде. – Изв. АН Арм. ССР, Механика, 1987, т.40, №6, с.32-42.
3. Багдоев А.Г., Мовсисян А.Н. К распространению трещины в составном анизотропном пространстве. – Изв. АН Арм. ССР, Механика, 1991, т.44, №5, с.3-7.

Институт механики НАН Армении

Поступила в редакцию
24.06.1996