

УДК 539.37

## РАССЛОЕНИЯ В КОНТИНУАЛЬНО-ДИСКРЕТНОЙ МОДЕЛИ КОМПОЗИТА

ПАРЦЕВСКИЙ В. В.

На континуально-дискретной модели слоистого композита [1, 2] решается плоская задача о расслоениях вдоль слабых границ раздела от концов поперечного слоям разреза. Случай одноосного нагружения континуальной модели среды с полубесконечным разрезом был рассмотрен в [3], случай расщепления слабой границы перед концом разреза — в [4]. В [5–7] подобная задача решалась на дискретной модели в упрощенной постановке для частных случаев нагружения.

1. Наиболее реальным видом разрушения слоистых композитов с поперечной к слоям трещиной (разрезом) является появление и развитие трещин вдоль слоев от вершин разреза — трещин расслоения. Рассмотрим плоскую задачу определения поля напряжений в континуально-дискретной модели слоистой среды с расслоениями около поперечного разреза при растяжении постоянными на бесконечности напряжениями  $\sigma_x^\infty$  и  $\sigma_z^\infty$ .

Будем полагать, что при таком нагружении расслоения симметричны (фиг. 1, а). Слоистую среду считаем регулярной, состоящей из чередующихся жестких и мягких слоев. Жесткие слои толщиной  $h$  удовлетворяют гипотезам Кирхгофа, для мягких — толщиной  $s$  принимаются гипотезы мягкого заполнителя в теории трехслойных пластин. Плоская деформация такой среды описывается системой дифференциально-разностных уравнений [2]:

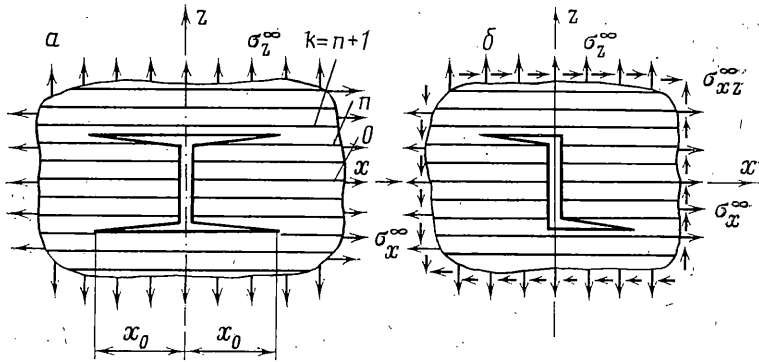
$$\begin{aligned} Au_k'' + B[u_{k+1} - 2u_k + u_{k-1} + 1/2c(w_{k+1}' - w_{k-1}')] &= 0 \\ Dw_k^{(4)} - C(w_{k+1} - 2w_k + w_{k-1}) - 1/2Bc[u_{k+1}' - u_{k-1}' + 1/2c(w_{k+1}'' + 2w_k'' + \\ + w_{k-1}'')] &= 0 \quad (c = h + s) \quad (-\infty < k < \infty) \end{aligned} \quad (1.1)$$

Здесь  $u_k$ ,  $w_k$  — тангенциальное и нормальное перемещения точек срединной плоскости жесткого слоя с номером  $k$ ,  $A$ ,  $D$  — жесткости при растяжении и изгибе этого слоя,  $B$ ,  $C$  — жесткости при поперечном сдвиге и растяжении мягкого слоя; штрихом отмечено дифференцирование по  $x$ .

Уравнения (1.1) выполняются везде, кроме зон расслоений  $|x| \leq x_0$  для жестких слоев с номерами  $k = \pm n$ ,  $\pm(n+1)$ . Здесь на части интервала  $|x| < x_0$ , где трещины расслоения раскрыты, в уравнения не входят слагаемые, соответствующие поперечным касательным  $\sigma_{xz}$  и нормальным напряжениям  $\sigma_z$  в мягких слоях с номерами  $n$  и  $n+1$  (фиг. 1, а). Обозначим их

$$\begin{aligned} g_1(x) = \sigma_{xz,n} &= B[u_{n+1} - u_n + 1/2c(w_{n+1}' + w_n')] \\ g_2(x) = \sigma_{z,n} &= C(w_{n+1} - w_n) \end{aligned} \quad (1.2)$$

На остальной части трещины расслоения поперечное нормальное напряжение в мягком слое определяется нормальными перемещениями соседних жестких слоев, как и вне зон расслоения, а касательные напряжения определяются силами трения. Так как для роста трещин расслоения



Фиг. 1

берега ее должны проскальзывать, трение будем считать кулоновским с коэффициентом  $f$ .

Таким образом, операторы системы уравнений задачи являются сингулярными по дискретному аргументу  $k$ . Регуляризуем их, добавив в левые и правые части для  $k = \pm n, \pm(n+1)$  одинаковые слагаемые. Система уравнений стала неоднородной с правыми частями соответственно:

$$\begin{aligned}
 v_{1k}(x) &= \{g_1(x) [h(x+x_0) - h(x-x_0)] - \\
 &- \text{sign}(x) f g_2(x) H(x)\} (\delta_{nk} + \delta_{-nk} - \delta_{(n+1)k} - \delta_{-(n+1)k}) \\
 v_{2k}(x) &= 1/2c \{g_1'(x) [h(x+x_0) - h(x-x_0)] - \\
 &- f g_2'(x) H(x)\} (-\delta_{nk} + \delta_{-nk} - \delta_{(n+1)k} + \delta_{-(n+1)k}) - \\
 &- g_2(x) [h(x+x_0) - h(x-x_0) - H(x)] (\delta_{nk} - \delta_{-nk} - \delta_{(n+1)k} + \delta_{-(n+1)k}) \quad (1.3)
 \end{aligned}$$

$$H(x) = \sum_{j=1}^J [h(x+x_j^+) - h(x+x_j^-) + h(x-x_j^+) - h(x-x_j^-)]$$

Здесь  $\delta_{nk}$  — символ Кронекера,  $h(x)$  — функция Хевисайда,  $x_j^+$  и  $x_j^-$  — неизвестные координаты точек смены знака функции  $g_2$  с плюса на минус и наоборот.

Введем на берегах поперечного разреза  $x=0$ ,  $|k| \leq n$  неизвестное распределение обобщенных дисторсий (разрывов обобщенных перемещений)  $u_k^* = u_k(0)$ ,  $w_k^* = w_k'(0)$ . Тогда в силу симметрии решение можно искать для  $x \geq 0$  с краевыми условиями при  $x=0$ :

$$u_k = u_k^* \quad (|k| \leq n), \quad u_k = 0 \quad (|k| > n), \quad w_k' = w_k^* \quad (|k| \leq n), \quad w_k' = 0 \quad (|k| > n) \quad (1.4)$$

$$\begin{aligned}
 D w_k''' - 1/2 B c [u_{k+1} - u_{k-1} + 1/2 c (w_{k+1}' + 2w_k' + w_{k-1}')] = \\
 = -1/2 c g_1'(0) (\delta_{nk} - \delta_{-nk} + \delta_{(n+1)k} - \delta_{-(n+1)k}) \quad (-\infty < k < \infty)
 \end{aligned}$$

В последнем условии слева стоит обобщенная поперечная сила в жестком слое  $k$  с учетом касательных напряжений в соседних мягких слоях [1], правая часть получена в результате регуляризации по  $k$  аналогично (1.3). Решение уравнений (1.1), (1.3) должно удовлетворять также условиям на бесконечности

$$\sigma_{x,k} = \sigma_x^\infty c h^{-1}, \quad \sigma_{xz,k} = 0, \quad \sigma_{z,k} = \sigma_z^\infty \quad (1.5)$$

2. Представим решение задачи суммой двух решений. Первое возьмем в виде

$$u_k = \sigma_x^\infty c x A^{-1}, \quad w_k = \sigma_z^\infty k C^{-1} \quad (2.1)$$

удовлетворяющем однородным уравнениям (1.1), однородным условиям (1.4) и условиям (1.5). Второе должно удовлетворять (1.1), (1.3), (1.4) и исчезать на бесконечности. Правые части второй задачи содержат неизвестные функции  $g_1, g_2$  на интервале  $|x| \leq x_0$ ,  $2J$  неизвестных точек  $x_j^+, x_j^-$  и  $2n+1$  обобщенных дисторсий  $u_k^*, \theta_k^*$  (с учетом симметрии решения по  $x$  и  $k$ ). Временно считая их известными, построим решение второй задачи при помощи преобразования Фурье — Стильтеса [8]. Относительно трансформант перемещений  $u, w$  получим краевую задачу ( $\psi \in [-\pi, \pi]$  — параметр преобразования):

$$\begin{aligned} Au'' - 4Bu \sin^2 \frac{1}{2}\psi - Bcw' i \sin \psi &= v_1 \\ Dw^{(4)} - Bc^2 w'' \cos^2 \frac{1}{2}\psi + 4Cw \sin^2 \frac{1}{2}\psi + Bcu' i \sin \psi &= iv_2 \end{aligned} \quad (2.2)$$

$$\begin{aligned} u(0) &= \sum_{k=-n}^n u_k^* \cos k\psi, \quad w'(0) = i \sum_{k=-n}^n \theta_k^* \sin k\psi \\ Dw'''(0) - Bc^2 w'(0) \cos^2 \frac{1}{2}\psi + Bcu(0) i \sin \psi &= \\ &= -2cig_1(0) \cos \frac{1}{2}\psi \sin(n + \frac{1}{2})\psi \end{aligned} \quad (2.3)$$

$$\begin{aligned} v_1 &= 4\{g_1(x) [1 - h(x - x_0)] - fg_2(x) H(x)\} \sin \frac{1}{2}\psi \sin(n + \frac{1}{2})\psi \\ v_2 &= -2c\{g_1'(x) [1 - h(x - x_0)] - fg_2'(x) H(x)\} \cos \frac{1}{2}\psi \sin(n + \frac{1}{2})\psi + \\ &+ 4g_2(x) [1 - h(x - x_0) - H(x)] \sin \frac{1}{2}\psi \cos(n + \frac{1}{2})\psi \\ v_1(x) &= -v_1(-x), \quad v_2(x) = v_2(-x) \end{aligned}$$

Общее решение задачи (2.2), (2.3), ограниченное при  $x \rightarrow \infty$ , представим в виде сумм  $u = u^{(1)} + u^{(2)}$ ,  $w = w^{(1)} + w^{(2)}$ , где  $u^{(2)}$ ,  $w^{(2)}$  — частное решение уравнений (2.2). Примем его в форме

$$u^{(2)} = \sum_{j=1}^3 F_j \int_{-\xi_0}^{\xi_0} [\alpha_{1j} v_1(\xi) + \alpha_{2j} v_2(\xi) \operatorname{sign}(\xi - \zeta)] \exp(t_j |\xi - \zeta|) d\zeta \quad (2.4)$$

$$w^{(2)} = i \sum_{j=1}^3 F_j \int_{-\xi_0}^{\xi_0} [\alpha_{3j} v_1(\xi) \operatorname{sign}(\xi - \zeta) + \alpha_{4j} v_2(\xi)] \exp(t_j |\xi - \zeta|) d\zeta$$

$$\alpha_{1j} = t_j^{-1} (t_j^4 - t_j^2 \cos^2 \frac{1}{2}\psi + b \sin^2 \frac{1}{2}\psi), \quad \alpha_{2j} = t_j^{-1} (t_j^2 - \sin^2 \frac{1}{2}\psi)$$

$$\alpha_{3j} = -\frac{1}{4} \sin \psi, \quad \alpha_{4j} = -b \sin \psi, \quad b = \frac{1}{4} A c^2 D^{-1}$$

$$F_j = \left(\frac{A}{B^3}\right)^{\frac{1}{2}} (t_{j+2}^2 - t_{j+1}^2) \prod_{p>k}^{-1} (t_p^2 - t_k^2), \quad \xi = 2x \left(\frac{B}{A}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (j=1, 2, 3, 1, \dots)$$

Здесь  $t_j$  — корни характеристического уравнения системы (2.2) ( $\operatorname{Re} t_j < 0$ ). Частное решение (2.4) не содержит слагаемых, возрастающих с ростом  $x$ , удовлетворяет однородным первым двум условиям (2.3) и неоднородному третьему. В функцию  $v_2$  входят производные от  $g_1$  и  $g_2$ . Избавимся от них в (2.4), проинтегрировав соответствующие слагаемые по частям с учетом свойств симметрии  $g_1$  и  $g_2$ , а также того, что  $x_j^+$  и  $x_j^-$  являются нулями функции  $g_2$ .

Решение  $u^{(1)}, w^{(1)}$  должно удовлетворять однородным уравнениям (2.2), однородному последнему условию (2.3) и неоднородным первым двум условиям (2.3). Таким образом,  $u^{(1)}, w^{(1)}$  — решение задачи о поперечном разрезе в среде без расслоений с заданным распределением обобщенных дисторсий  $u_k^*, \theta_k^*$  на берегах разреза. Оно построено в [9].

Обращение  $u, w$  по Фурье — Стильтесу и сложение с (2.1) дает решение задачи (1.1), (1.3), (1.4), (1.5). Остается подобрать распределение  $u_k^*, \theta_k^*$  и найти функции  $g_1, g_2$ . Для этого воспользуемся силовыми усло-

виями на берегах поперечного разреза  $Au_k'(0) = Dw_k''(0) = 0$  для  $|k| \leq n$  (продольная сила и момент в жестком слое) и определением  $g_1, g_2$  (1.2). Эти соотношения с учетом симметрии решения по  $x$  и  $k$  приводят к системе интегроалгебраических уравнений

$$Qu + \int_0^{\xi_0} K(\xi) g(\xi) d\xi = q, \quad P(x)u + \int_0^{\xi_0} M(\xi, \zeta) g(\zeta) d\zeta - g(\xi) = p \quad (2.5)$$

Здесь  $u(u_0^*, u_1^*, \dots, u_n^*, \theta_1^*, \dots, \theta_n^*)$  — вектор неизвестных обобщенных дисторсий,  $g(g_1, g_2)$  — вектор-функция на интервале  $[0, \xi_0]$ . Квадратная матрица  $Q$  порядка  $2n+1$  и матрица функций  $P$  порядка  $(2, 2n+1)$  определяются через функции влияния обобщенных дисторсий  $u_k^*, \theta_k^*$  и их производные [9], ядра  $K(2n+1, 2)$  и  $M(2, 2)$  — через интегралы Фурье — Стильбеса от частного решения  $u^{(2)}, w^{(2)}$  (2.4), векторы  $q(2n+1)$  и  $p(2)$  — через компоненты решения (2.1). Формулы для элементов матрицы громоздки, поэтому не приводятся.

3. В случае нагружения слоистой среды с поперечным разрезом  $x=0$ ,  $|k| \leq n$  однородным внешним полем напряжений  $\sigma_x^\infty, \sigma_z^\infty, \sigma_{xz}^\infty$  расслоение будем считать  $Z$ -образным (фиг. 1, б) [9]. Положим, что внешнее поле таково, что берега поперечного разреза не контактируют. Введем, как и в симметричной задаче, функции  $g_1, g_2(|x| \leq x_0)$  (1.2) и симметризуем задачу, разбив ее на симметричную  $S$  и антисимметричную  $A$ .

Решение задачи  $S$  должно удовлетворять условиям (1.4), неоднородным уравнениям (1.1), (1.3), где  $g_k$  заменяются на  $1/2g_k$ , и на бесконечности давать напряжения (1.5). Решение задачи  $A$  на бесконечности должно иметь вид

$$\sigma_{x,k} = \sigma_{z,k} = 0, \quad \sigma_{xz,k} = \sigma_{xz}^\infty \quad (3.1)$$

и удовлетворять при  $x=0$  условиям

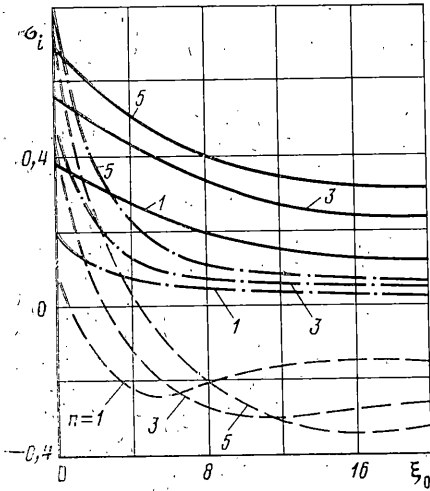
$$u_k' = w_k'' = 0 \quad (-\infty < k < \infty), \quad w_k = 0 \quad (|k| > n), \quad w_k = w_k^* \quad (|k| \leq n) \quad (3.2)$$

где  $w_k^*$  — неизвестное распределение дисторсий на берегах поперечного разреза. В правых частях (1.3) уравнений (1.1) задачи  $A$  надо заменить  $g_k$  на  $1/2g_k$  при  $x < 0$ ,  $k = n, n+1$  и при  $x > 0$ ,  $k = -n, -(n+1)$ . При  $x > 0$ ,  $k = n, n+1$  и при  $x < 0$ ,  $k = -n, -(n+1)$  надо заменить  $g_k$  на  $-1/2g_k$ .

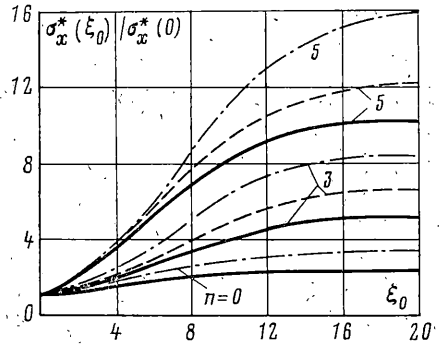
Решение задачи  $S$  получим аналогично изложенному в п. 2. Оно зависит от распределений дисторсий  $u_k^*, \theta_k^*$ , функций  $1/2g_1, 1/2g_2$  и внешних нагрузок  $\sigma_x^\infty, \sigma_z^\infty$ . Решение задачи  $A$  включает решение на бесконечности  $u_k = 0, w_k = \sigma_{xz}^\infty x B^{-1}$ , а также решение, затухающее при  $k \rightarrow \infty, x \rightarrow \infty$ . Последнее строится аналогично затухающей составляющей решения  $S$ , при этом решение однородной системы уравнений (1.1) с условиями (3.2) берется готовым из [9].

Полное решение задачи о  $Z$ -образном расслоении содержит  $3n+2$  (с учетом симметрии) неизвестных обобщенных дисторсии на берегах поперечного разреза  $u_k^*, \theta_k^*, w_k^*$ ; две неизвестные функции  $g_1, g_2$  и  $2J$  неизвестных нулей функции  $g_2$ . Для их определения составляется система интегроалгебраических уравнений, аналогичная (2.5). При этом используются силовые условия на берегах поперечного разреза (продольная, обобщенная поперечная силы и момент в жестких слоях равны нулю) и определение  $g_1, g_2$  (1.2).

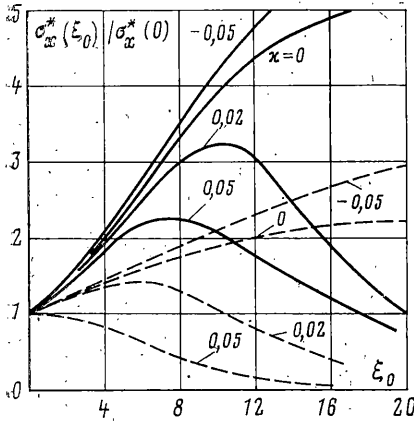
4. Система (2.5) и аналогичная ей система задачи п. 3 содержат неизвестные нули  $x_k^+, x_k^-$  функции  $g_2$ , поэтому решались методом итераций. Интегралы аппроксимировались суммами со вторым порядком аппроксимации. Нули  $g_2$  в итерационном процессе выбирались совпадающими с узлами интерполяции. Итерации по  $x_k^+, x_k^-$  строились так: для каждого  $x_0$  назначалось первое приближение для нулей  $g_2$ , совпадающее с распределением их при меньшем  $x_0$ . После решения задачи первого приближения вычислялись значения  $g_2(x_k^+), g_2(x_k^-)$ . В зависимости от их знаков выбирались новые значения для  $x_k^+, x_k^-$ . Если на интервале  $[x_k^+, x_k^-]$  выполня-



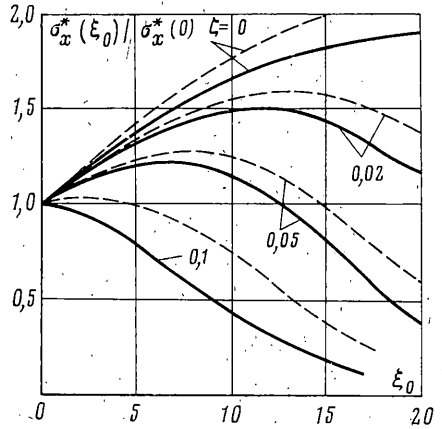
Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

лось условие  $\sup g_2 < 10^{-2} [g_2(0) + g_2(x_0)]$ , то в следующих итерациях данный интервал исключался из сумм в [1.3].

Вычисления показали, что при одноосном растяжении среды вдоль слоев ( $\sigma_{xz}^\infty = \sigma_z^\infty = 0$ ), если разрезан один жесткий слой ( $n=0$ ), трещина расслоения закрыта ( $g_2 < 0$ ) при любой ее длине  $x_0$ . Это соответствует  $J=1$ ,  $x_1^+ = 0$ ,  $x_1^- = x_0$ . Если разрезано несколько слоев ( $n \geq 1$ ), то при малых  $x_0$  трещина расслоения раскрыта на всей длине ( $g_2 > 0$ ,  $J=0$ ). С ростом  $x_0$  появляется один участок с трением, примыкающий к вершине трещины расслоения ( $J=1$ ;  $0 < x_1^+ < x_0$ ,  $x_1^- = x_0$ ), при еще больших  $x_0$  на всем участке расслоения  $g_2 < 0$ . При двухосном растяжении среды для  $\sigma_z^\infty / \sigma_x^\infty > 0,15$  участков с трением нет. Во всех других случаях с точностью  $10^{-2}$  можно считать  $J=1$ .

Некоторые результаты решения приведены на фиг. 2–5. Результаты получены при значениях параметров, характерных для слоистых стеклопластиков:  $Cc^2A^{-1} \approx E_z/E_x = 0,25$ ;  $Bc^2A^{-1} \approx G_{xz}/E_x = 0,3$ ;  $h/c = 0,7$  ( $E_x$ ,  $E_z$ ,  $G_{xz}$  – макроскопические упругие константы композита).

Кривые на фиг. 2 показывают зависимости безразмерных напряжений  $\sigma_1 = \sigma_{xz}/\sigma_x^\infty$  (сплошные),  $\sigma_2 = \sigma_z/\sigma_x^\infty$  (штриховые) и эквивалентного  $\sigma_3 = \sigma_*/\sigma_x^\infty$  (штрихпунктирные) в вершине трещины расслоения от ее длины  $x_0$  при одноосном растяжении среды вдоль слоев ( $\sigma_x^\infty \neq 0$ ,  $\sigma_z^\infty = \sigma_{xz}^\infty = 0$ ) без трения в расслоениях ( $f=0$ ). Здесь и далее  $\xi_0 = 2x_0(B/A)^{1/2}$  – безразмерная длина расслоения. Эквивалентные напряжения  $\sigma_*$  определялись по квадратичному критерию разрушения в пространстве межслойных напряжений  $\sigma_2$ ,  $\sigma_{xz}$ , построенному на значениях временных соотношений  $\sigma_{zb}^+$ ,  $\sigma_{zb}^-$ ,  $\sigma_{xzb}$  (при вычислениях полагалось  $\sigma_{zb}^-/\sigma_{zb}^+ = 7$ ;  $\sigma_{xzb}/\sigma_{zb}^+ = 2,5$ ). Из фиг. 2 видно, что даже без учета трения все напряжения, определяющие продвижение трещины расслоения, снижаются с ростом  $x_0$ , т. е. при одноосном растяжении среды вдоль слоев трещины расслоения устойчивы.

Влияние трения на зависимость величины внешней нагрузки  $\sigma_x^*$  ( $\sigma_z^\infty = \sigma_{xz}^\infty = 0$ ), необходимой для продвижения трещин расслоения ( $\sigma_x(x_0) = \sigma_{zb}^+$ ), от ее длины показано на фиг. 3 (сплошные кривые соответствуют коэффициенту трения  $f=0$ ; штриховые —  $f=0,2$ ; штрихпунктирные —  $f=0,5$ ).

Результаты показывают, что принятая модель среды позволяет в отличие от упрощенных [5, 6, 10] объяснить устойчивость трещин расслоения, наблюдаемую в экспериментах [10].

На фиг. 4 даны зависимости  $\sigma_x^*$  от длины расслоений  $x_0$  при симметричном двухосном нагружении ( $f=0$ ; сплошные линии соответствуют  $n=3$ , штриховые —  $n=0$ ;  $\kappa = \sigma_z^\infty / \sigma_x^\infty$ ). Максимумы на кривых разделяют области значений  $x_0$  устойчивого и неустойчивого роста трещин расслоения. Значение  $\kappa$ , при котором этот максимум достигается в точке  $x_0=0$ , определяет смену механизмов макроскопического разрушения слоистой среды: от разрушения поперек слоев макроразрывом после накопления разрывов отдельных слоев к разрушению вдоль слоев (расслоению) от первого поперечного разрыва слоя.

Кривые зависимостей  $\sigma_x^*$ , необходимых для продвижения Z-образных трещин расслоения в поле внешних напряжений  $\sigma_x^\infty, \sigma_{xz}^\infty$  ( $\sigma_z^\infty = 0$ ), от  $x_0$  приведены на фиг. 5. Сплошные линии соответствуют  $f=0$ , штриховые —  $f=0,1$  ( $n=0, \zeta = \sigma_{xz}^\infty / \sigma_x^\infty$ ). Видно, что наложение на одноосное растяжение среды внешних напряжений сдвига  $\sigma_{xz}^\infty$  оказывает дестабилизирующее влияние на рост трещин расслоения. Только при относительно небольших  $\sigma_{xz}^\infty$  есть значения  $x_0$ , до которых рост трещин устойчив, тем больше, чем больше трение. Аналогичный вывод можно сделать о влиянии  $\sigma_z^\infty > 0$  на зависимости величины  $\sigma_x^*$ , продвигающей Z-образную трещину, от ее длины.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Болотин В. В. К теории слоистых плит. — Изв. АН СССР. ОТН. Механика и машиностроение, 1963, № 3, с. 65–72.
2. Болотин В. В. Прочность, устойчивость и колебания многослойных пластин. — Расчеты на прочность: Сб. статей. М.: Машиностроение, 1965, вып. 11, с. 31–63.
3. Кулиев В. Д., Работнов Ю. Н., Черепанов Г. П. О торможении трещины на границе раздела упругих сред. — Изв. АН СССР. МТТ, 1978, № 4, с. 120–128.
4. Зобнин А. И. Расщепление в однонаправленном композите. — Изв. АН СССР. МТТ, 1977, № 2, с. 168–171.
5. Van Dyke P., Hedgepeth J. M. Stress concentrations from single-filament failure in composite materials. — Text. Res. J., 1969, v. 39, No. 7, p. 618–626.
6. Михайлов А. М. Трещина сдвига в однонаправленном стеклопластике. — Изв. АН СССР. МТТ, 1975, № 1, с. 101–110.
7. Akbarzaden A. Effect of broken fibres on the strength of unidirectional composite materials. — Fibre Sci. and Technol., 1978, v. 11, No. 3, p. 217–228.
8. Парцеский В. В. Распределение напряжений в дискретной модели слоистой среды вблизи разреза. — Изв. АН СССР. МТТ, 1977, № 3, с. 103–108.
9. Парцеский В. В. Плоская деформация слоистого композита с поперечной трещиной. — Механика полимеров, 1978, № 4, с. 632–636.
10. Неупругие свойства композиционных материалов. М.: Мир, 1978. 295 с.

Москва

Поступила в редакцию  
15.VI.1982