

УДК 539.375

С.М. ГУЛИЕВ

Азербайджанский государственный педагогический университет, Баку

ЗАРОЖДЕНИЕ ТРЕЩИНЫ В ПЕРФОРИРОВАННОМ ТЕЛЕ ПРИ ПОПЕРЕЧНОМ СДВИГЕ

Рассматривается задача механики разрушения о зарождении трещин, исходящих из контуров круговых отверстий перфорированного изотропного тела при поперечном сдвиге. Решение задачи о равновесии перфорированного тела при поперечном сдвиге с зонами предразрушения сводится к решению двух бесконечных алгебраических систем и двух нелинейных сингулярных интегро-дифференциальных уравнений с ядром типа Коши. Из решения этих уравнений находятся усилия в зонах зарождения трещин. Условие появления трещины формулируется с учетом критерия предельной вытяжки связей материала

Ключевые слова: перфорированное тело, зоны предразрушения, связи между берегами, силы сцепления материала, поперечный сдвиг

В настоящее время во многих отраслях техники применяются технические средства в виде перфорированных элементов. В этой связи большое значение приобретает разработка методов расчета на прочность перфорированных элементов машин и конструкций. Исследование этих вопросов важно в связи с развитием энергетики, химической промышленности и других отраслей техники, а также широким использованием материалов, имеющих периодическую структуру.

Постановка задачи. Рассматривается изотропная упругая среда, ослабленная двоякопериодической системой круговых отверстий, имеющих радиусы λ ($\lambda < 1$) и центры в точках:

$$P_{m,n} = m\omega_1 + n\omega_2 \quad (m, n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots), \quad \omega_1 = 2, \\ \omega_2 = 2he^{ia}, \quad h > 0, \quad \text{Im}\omega_2 > 0.$$

Принято, что контуры круговых отверстий свободны от внешних нагрузок. В плоскости имеет место поперечный сдвиг усилиями τ_{xy}^∞ .

По мере повышения интенсивности внешних нагрузок в перфорированном теле вокруг отверстий образуются зоны повышенных напряжений, расположение которых имеет двоякопериодический характер. При возрастании τ_{xy}^∞ на поверхности отверстий возникают зоны предразрушения, которые моделируются областями с ослабленными межчастичными связями в материале. Взаимодействие берегов этих областей моделируется путем введения между берегами связей с заданной диаграммой деформирования.

Принято, что из контуров круговых отверстий исходят симметричные прямолинейные зоны предразрушения, направленные коллинеарно осям абсцисс и ор-

динат неравной длины (рисунок 1). В исследуемом случае возникновение зародышевых трещин в перфорированном теле представляет собой процесс перехода области предразрушения в область разорванных связей между поверхностями материала. При этом размер зоны предразрушения заранее неизвестен и должен быть определен в процессе решения задачи. При действии внешней нагрузки на перфорированное тело в связях, соединяющих берега зон предразрушения, возникают касательные усилия $q_x(x)$ и $q_y(x)$ соответственно. Эти напряжения заранее неизвестны и подлежат определению в процессе решения краевой задачи механики разрушения.

В силу симметрии граничных условий и геометрии области D , занятой материалом, напряжения являются двоякопериодическими функциями с основными периодами ω_1 и ω_2 .

Граничные условия задачи имеют вид:

- на контурах круговых отверстий:

$$\sigma_r - i\tau_{r\theta} = 0; \quad (1)$$

- на берегах зон предразрушения:

$$\sigma_y - i\tau_{xy} = -iq_x(x) \\ \text{коллинеарных оси абсцисс;} \\ \sigma_x - i\tau_{xy} = -iq_y(y) \\ \text{коллинеарных оси ординат.} \quad (2)$$

Основные соотношения поставленной задачи необходимо дополнить соотношениями, связывающими раскрытие берегов зон предразрушения и усилия в связях. Без потери общности эти уравнения представим в виде:

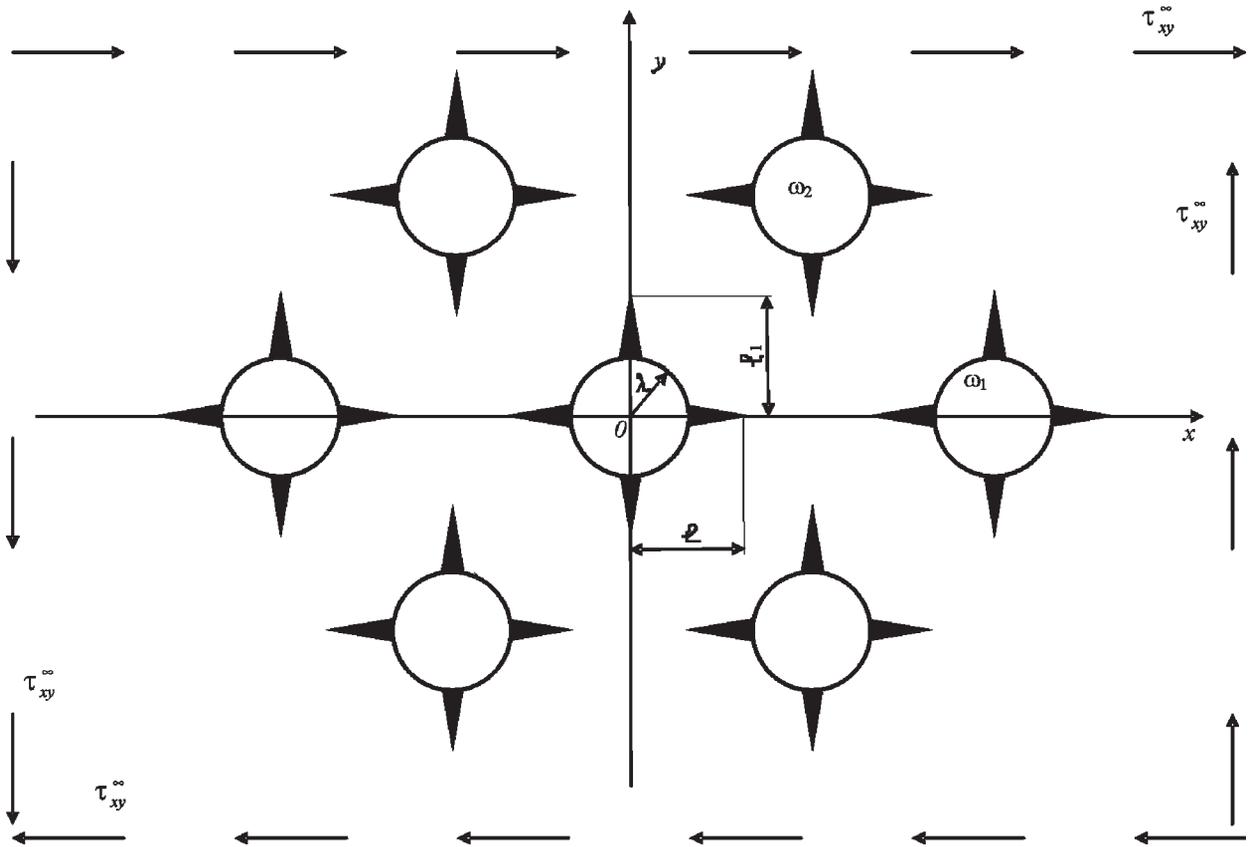


Рисунок 1 — Симметричные прямолинейные зоны предразрушения

$$\begin{aligned} u^+(x, 0) - u^-(x, 0) &= C(x, q_x(x))q_x(x), \\ v^+(0, y) - v^-(0, y) &= C(y, q_y(y))q_y(y), \end{aligned} \quad (3)$$

где функции $C(x, q_x(x))$ и $C(y, q_y(y))$ представляют собой эффективные податливости связей; $(u^+ - u^-)$ — раскрытие берегов зон предразрушения коллинеарных оси абсцисс; $(v^+ - v^-)$ — раскрытие берегов зон предразрушения коллинеарных оси ординат.

На основании формул Колосова-Мусхелишвили [1] и граничных условий на контурах круговых отверстий (1) и берегах зон предразрушения (2) задача сводится к отысканию двух аналитических в области D функций $\Phi(z)$ и $\Psi(z)$ из краевых условий:

$$\Phi(\tau) + \overline{\Phi(\tau)} - e^{2i\theta} [\overline{\tau} \Phi'(\tau) + \Psi(\tau)] = 0, \quad (4)$$

$$\Phi(t) + \overline{\Phi(t)} + t \Phi'(t) + \overline{\Psi(t)} = -iq_x(t), \quad (5)$$

$$\Phi(t_1) + \overline{\Phi(t_1)} + t_1 \Phi'(t_1) + \overline{\Psi(t_1)} = -iq_y(t_1),$$

где $\tau = \lambda e^{i\theta} + m\omega_1 + n\omega_2$; $m, n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$; t и t_1 — аффиксы точек берегов зон предразрушения, коллинеарных по осям абсцисс и ординат, соответственно.

Для определения предельной величины внешней нагрузки, при которой происходит трещинообразование, постановку задачи необходимо дополнить условием (критерием) появления трещины (разрыва межчастичных связей в материале). В качестве такого условия примем [2] критерий критического раскрытия берегов зоны предразрушения:

$$V = |(u^+ - u^-) + i(v^+ - v^-)| = \delta_{cr}, \quad (6)$$

где δ_{cr} — характеристика сопротивления материала трещинообразованию.

Решение краевой задачи. Решение краевой задачи (4) — (5) будем искать в виде:

$$\begin{aligned} \Phi(z) &= \Phi_1(z) + \Phi_2(z) + \Phi_3(z), \\ \Psi(z) &= \Psi_1(z) + \Psi_2(z) + \Psi_3(z); \end{aligned} \quad (7)$$

$$\Phi_1(z) = i\tau_{xy}^\infty + i \sum_{k=0}^{\infty} \alpha_{2k+2} \frac{\lambda^{2k+2} \gamma^{(2k)}(z)}{(2k+1)!},$$

$$\Psi_1(z) = i\tau_{xy}^\infty + i \sum_{k=0}^{\infty} \beta_{2k+2} \frac{\lambda^{2k+2} \gamma^{(2k)}(z)}{(2k+1)!} - \quad (8)$$

$$-i \sum_{k=0}^{\infty} \alpha_{2k+2} \frac{\lambda^{2k+2} Q^{(2k)}(z)}{(2k+1)!};$$

$$\Phi_2(z) = \frac{1}{2\pi i} \int_L g(t) \zeta(t-z) dt + A',$$

$$\begin{aligned} \Psi_2(z) &= \frac{1}{2\pi i} \int_L g(t) [\zeta(t-z) + \\ &+ Q(t-z) - t\gamma(t-z)] dt + B'; \end{aligned} \quad (9)$$

$$\Phi_3(z) = \frac{i}{2\pi} \int_{L_1} g_1(t_1) \zeta(it_1 - z) dt_1 + A'',$$

$$\begin{aligned} \Psi_3(z) &= -\frac{i}{2\pi} \int_{L_1} \{ \overline{g_1(t_1)} \zeta(it_1 - z) - \\ &- [Q(it_1 - z) + it_1 \gamma(it_1 - z)] g_1(t_1) \} dt_1 + B'', \end{aligned}$$

где $\zeta(z)$ — дзета-функция Вейерштрасса, $Q(z)$ — специальная мероморфная функция [3]; интегралы в (9) берут-

ся по линии $L = \{-\ell, -\lambda\} + \{\lambda, \ell\}$ и $L_1 = \{-\ell_1, -\lambda\} + \{\lambda, \ell_1\}$, $g(x), g_1(y)$ — искомые функции, описывающие разрывы производных смещений на берегах трещин:

$$g(x) = -\frac{2\mu i}{1+\chi} \frac{d}{dx} [u^+(x, 0) - u^-(x, 0)] \text{ на } L, \tag{10}$$

$$g_1(y) = \frac{2\mu}{1+\chi} \frac{d}{dy} [v^+(0, y) - v^-(0, y)] \text{ на } L_1.$$

Из условий антисимметричности относительно координатных осей находим, что:

$$\text{Im}\alpha_{2k}=0; \text{Im}\beta_{2k}=0, k=1, 2, \dots$$

Из условия постоянства главного вектора всех сил, действующих на дугу, соединяющую две конгруэнтные точки в D , следует:

$$(A + \bar{A})\omega_k + \bar{B}\bar{\omega}_k = (\delta_k + \bar{\delta}_k)a + (\gamma_k + \bar{\gamma}_k)a + (\bar{\delta}_k - \delta_k)b + (\bar{\gamma}_k - \gamma_k)\bar{b} + \beta_2\lambda^2\bar{\delta}_k + \alpha_2\lambda^2(\delta_k + \bar{\gamma}_k); \tag{11}$$

$$a = -\frac{1}{2\pi} \int_L g(t) dt; b = -\frac{1}{2\pi} \int_{L_1} t_1 g_1(t_1) dt_1;$$

$$(k=1, 2); A = A' + A''; B = B' + B''.$$

Обозначения постоянных δ_k, γ_k двоякопериодической решетки соответствует употребляемым в [3].

Из полученной системы определяются постоянные A', A'', B', B'' . Для определения постоянных A', A'', B', B'' в дальнейшем удобно их представить в виде суммы двух постоянных, т.е.:

$$A' = A'_* + A''_*; A'' = A''_* + A'''_*;$$

$$B' = B'_* + B''_*; B'' = B''_* + B'''_*,$$

причем вторые слагаемые $A''_*, A'''_*, B''_*, B'''_*$ зависят от коэффициентов α_2 и β_2 , т.е. они определяются из системы в предположении, что $a=b=0$ (при отсутствии зон предразрушения).

Неизвестные функции $g(x)$ и $g_1(y)$ и постоянные α_{2k} и β_{2k} необходимо определить из краевых условий (4) — (5).

Таким образом, комплексные представления (7) — (9) определяют класс задач с двоякопериодичностью распределением напряжений. На основании выполнения условий двоякопериодичности система граничных условий (4) вырождается в одно функциональное уравнение, например, на контуре $L_{0,0}$ ($\tau = \lambda e^{i\theta}$), а система граничных условий (5) — краевыми условиями на контурах L и L_1 .

Для составления уравнений относительно неизвестных коэффициентов α_{2k} и β_{2k} преобразуем краевое условие (4) следующим образом:

$$\Phi_1(\tau) + \overline{\Phi_1(\tau)} - e^{2i\theta} [\overline{\tau}\Phi'_1(\tau) + \Psi_1(\tau)] = f_1(\theta) + if_2(\theta) + \varphi_1(\theta) + i\varphi_2(\theta); \tag{12}$$

$$f_1(\theta) + if_2(\theta) = -\Phi_2(\tau) - \overline{\Phi_2(\tau)} + e^{2i\theta} [\overline{\tau}\Phi'_2(\tau) + \Psi_2(\tau)],$$

$$\varphi_1(\theta) + i\varphi_2(\theta) = -\Phi_3(\tau) - \overline{\Phi_3(\tau)} + e^{2i\theta} [\overline{\tau}\Phi'_3(\tau) + \Psi_3(\tau)]. \tag{13}$$

Относительно функций $f_1(\theta) + if_2(\theta)$ и $\varphi_1(\theta) + i\varphi_2(\theta)$ будем считать, что они разлагаются на контуре $|\tau|=\lambda$ в ряды Фурье. На основании антисимметрии эти ряды имеют следующий вид:

$$f_1(\theta) + if_2(\theta) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} A_{2k} e^{2ik\theta}, \text{ Re } A_{2k} = 0,$$

$$A_{2k} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} [f_1(\theta) + if_2(\theta)] e^{-2ik\theta} d\theta, \tag{14}$$

$$(k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots),$$

$$\varphi_1(\theta) + i\varphi_2(\theta) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} B_{2k} e^{2ik\theta}, \text{ Re } B_{2k} = 0,$$

$$B_{2k} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} [\varphi_1(\theta) + i\varphi_2(\theta)] e^{-2ik\theta} d\theta,$$

$$(k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots).$$

Подставив сюда соотношения (13) и поменяв порядок интегрирования, после вычисления интегралов с помощью теории вычетов, находим:

$$A_{2k} = A_{2k}^*; A_{2k}^* = -\frac{1}{2\pi} \int_L g(t) f_{2k}(t) dt$$

при $k = -1, \pm 2, \dots$

$$A_0 = -2A' + A_0^*; A_2 = B' + A_2^*;$$

$$A_0^* = -\frac{1}{2\pi} \int_L g(t) f_0(t) dt; \tag{15}$$

$$A_2^* = -\frac{1}{2\pi} \int_L g(t) f_2(t) dt; f_0(t) = 2\zeta(t);$$

$$f_2(t) = \frac{\lambda^2}{2} \gamma'(t) + t\gamma(t) - \zeta(t) - Q(t);$$

$$f_{2k}(t) = \frac{(2k-1)\lambda^{2k}}{(2k)!} \gamma^{(2k-1)}(t) + \frac{\lambda^{2k-2}}{(2k-2)!} [\gamma^{(2k-3)}(t) - Q^{(2k-2)}(t) + t\gamma^{(2k-2)}(t)];$$

$$f_{-2k}(t) = -\frac{\lambda^{2k}}{(2k)!} \gamma^{(2k-1)}(t), (k = 1, 2, \dots);$$

$$B_0 = -2A'' - \frac{i}{2\pi} \int_{L_1} g_1(t_1) \varphi_0(it_1) dt_1 = -2A'' + B_0^*;$$

$$B_2 = B'' - \frac{i}{2\pi} \int_{L_1} g_1(t_1) \varphi_2(it_1) dt_1 = B'' + B_2^*;$$

$$B_{2k} = -\frac{i}{2\pi} \int_{L_1} g_1(t_1) \varphi_{2k}(it_1) dt_1, (k = -1, \pm 2, \dots);$$

$$\varphi_0(it_1) = \zeta(it_1) - \overline{\zeta(it_1)};$$

$$\varphi_2(it_1) = \frac{\lambda^2}{2} \gamma'(it_1) + \zeta(it_1) - Q(it_1) - it_1 \gamma(it_1);$$

$$\varphi_{2k}(it_1) = \frac{(2k-1)\lambda^{2k}}{(2k)!} \gamma^{(2k-1)}(it_1) - \frac{\lambda^{2k-2}}{2k-2!} \times [\gamma^{(2k-3)}(it_1) + Q^{(2k-2)}(it_1) + it_1 \gamma^{(2k-2)}(it_1)];$$

$$(k = 2, 3, \dots);$$

$$\varphi_{-2k}(it_1) = \frac{\lambda^{2k}}{(2k)!} \gamma^{(2k-1)}(it_1), \quad (k = 1, 2, \dots).$$

Теперь, для решения краевой задачи (12) применим метод степенных рядов. Подставив в левую часть краевого условия (12) вместо $\Phi_1(\tau)$, $\bar{\Phi}_1(\tau)$, $\Phi_1'(\tau)$ и $\Psi_1(\tau)$ их разложения в ряды Лорана в окрестности нулевой точки, а в правую часть (12) — вместо $f_1(\theta) + if_2'(\theta)$ и $\varphi_1(\theta) + i\varphi_2(\theta)$ ряды Фурье (14) и приравняв коэффициенты при одинаковых степенях $\exp(i\theta)$ в обеих частях краевого условия (12), получим две бесконечные системы алгебраических уравнений относительно коэффициентов α_{2k} , β_{2k} . После некоторых преобразований получим бесконечную систему линейных алгебраических уравнений относительно α_{2k} .

$$\begin{aligned} & i \sum_{j=0}^{\infty} (2j+2) \alpha_{2j+2} \lambda^{2j+2} S_{0,j} - i \sum_{j=0}^{\infty} \beta_{2j+2} \lambda^{2j+2} r_{0,j} - \\ & - i \sum_{j=0}^{\infty} \alpha_{2j+2} \lambda^{2j+2} r_{1,j} 2\lambda^2 - i \tau_{xy}^{\infty} = A_2; \\ & i 2k \alpha_{2k} - i \beta_{2k+2} = A_{-2k}; \\ & i \sum_{j=0}^{\infty} (2j+2) \alpha_{2j+2} \lambda^{2j+2} S_{k-1,j} \lambda^{2k-2} - \\ & - i \sum_{j=0}^{\infty} \alpha_{2j+2} \lambda^{2j+2} r_{k,j} 2k \lambda^{2k} - \\ & - i \sum_{j=0}^{\infty} \beta_{2j+2} \lambda^{2j+2} r_{k-1,j} \lambda^{2k-2} = A_{2k}; \end{aligned} \quad (16)$$

$$r_{k,j} = \frac{(2k+2j+1)!}{(2k)!(2j+1)!} \frac{g_{k+j+1}}{2^{2k+2j+2}}; \quad r_{0,0} = 0;$$

$$g_{k+j+1} = \sum_{m,n} \frac{1}{T^{2k+2j+2}}; \quad T = \frac{1}{2} P_{mn};$$

$$S_{k,j} = \frac{(2j+2k+2)!}{(2j)!(2k+2)!} \frac{\rho_{j+k+1}}{2^{2j+2k+2}}; \quad S_{0,0} = 0;$$

$$\rho_k = \sum_{m,n} \frac{\bar{T}}{T^{2k+1}}; \quad T = \frac{1}{2} P_{mn}.$$

Штрих у суммы означает, что при суммировании исключается индекс $m=n=0$.

Для определения коэффициентов β_{2k} получены следующие уравнения:

$$\begin{aligned} i\beta_2 = & \frac{1}{1-\lambda^2 \varepsilon_3} \left\{ -A_0' + \varepsilon_2 i \alpha_2 \lambda^2 + \right. \\ & \left. + 2 \sum_{k=0}^{\infty} \frac{g_{k+1} \lambda^{2k+2}}{2^{2k+2}} i \alpha_{2k+2} \right\}; \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} i\beta_{2j+4} = & (2j+3) i \alpha_{2j+2} + \\ & + \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(2j+2k+3)! \lambda^{2j+2k+4} g_{j+k+2}}{(2j+2)!(2k+1)! 2^{2j+2k+4}} i \alpha_{2k+2} - A_{-2j-2}^*; \end{aligned}$$

$$\varepsilon_3 = 1 - 2\lambda^2 K_1; \quad \varepsilon_2 = 2K_0.$$

Обозначения постоянных K_1 и K_0 соответствуют употребляемым в [3].

Для определения искомой функции $g(x)$ мы располагаем граничным условием на линии L . Требуя, чтобы функции (7) — (9) удовлетворяли граничному условию на берегах зоны предразрушения L , получим после некоторых преобразований сингулярное интегральное уравнение относительно $g(x)$:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2\pi} \int_{L_1} g(t) K(t-x) dt + H(x) = -iq_x(x); \\ & K(x) = 3\zeta(x) + Q(x) - x\gamma(x); \\ & H(x) = A' + \bar{A}' + \bar{B}' + x\Phi_5'(x) + \Psi_5(x); \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \Phi_5(x) &= \Phi_1(x) + \Phi_3(x); \\ \Psi_5(x) &= \Psi_1(x) + \Psi_3(x). \end{aligned}$$

Аналогично, удовлетворяя граничному условию на линии L_1 , после некоторых преобразований получаем еще одно сингулярное интегральное уравнение относительно искомой функции $g_1(y)$:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2\pi} \int_{L_1} g_1(t_1) \left[i\zeta(it-iy) - i\bar{\zeta}(\overline{it-iy}) \right] + \\ & + g_1(t_1) \left[iQ(it-iy) + (it-iy)\overline{\gamma(it-iy)} - \right. \\ & \left. - i\bar{\zeta}(\overline{it-iy}) \right] dt_1 + N(y) = -iq_y(y), \end{aligned} \quad (19)$$

где:

$$N(y) = A'' + \bar{A}'' + \bar{B}'' + iy\bar{\Phi}_0'(iy) + \bar{\Psi}_0'(iy),$$

$$\begin{aligned} \Phi_0(z) &= \Phi_1(z) + \Phi_2(z); \\ \Psi_0(z) &= \Psi_1(z) + \Psi_2(z). \end{aligned}$$

Воспользовавшись разложением функций $\zeta(z)$, $\gamma(z)$, $Q(z)$ в основном параллелограмме периодов, а также замену переменных, сингулярные интегральные уравнения после некоторых преобразований приведем к стандартному виду. Используя квадратурные формулы [4, 5], сводим основные разрешающие уравнения (16), (17), (18), (19) к совокупности двух бесконечных систем линейных алгебраических уравнений и к двум конечным алгебраическим системам относительно приближенных значений $p_k^0 = g(\eta_k)$ ($k=1, 2, \dots, M$), R_v^0 ($v=1, 2, \dots, M$) искомых функций в узловых точках.

В правую часть полученных конечных систем входят неизвестные значения напряжений $q_x(\eta_m)$ и $q_y(\eta_m)$ в узловых точках, принадлежащих зонам предразрушения. Используя полученное решение, уравнения (3) можно представить в виде:

$$\begin{aligned} g(x) &= -\frac{2\mu i}{1+\chi} \frac{d}{dx} \left[C(x, q_x(x)) q_x(x) \right], \\ g_1(y) &= \frac{2\mu}{1+\chi} \frac{d}{dy} \left[C(y, q_y(y)) q_y(y) \right]. \end{aligned} \quad (20)$$

Эти уравнения служат для определения усилий в связях. Для построения недостающих уравнений потребуем выполнения условий (20) в узловых точках. При этом используем метод конечных разностей. В результате получим еще две системы из M уравнений, каждая для определения приближенных значений $q_x(\eta_m)$ и $q_y(\eta_m)$

($m=1, 2, \dots, M$). Так как в перфорированном теле напряжения ограничены, то решение сингулярных интегральных уравнений следовало бы искать в классе всюду ограниченных функций. Таким образом, к системам (16) — (20) следует добавить условия ограниченности напряжений у вершин зон предразрушения.

Для численной реализации изложенного способа были выполнены расчеты для правильных нормированных треугольных ($\omega_1=2; \omega_2=2\exp(i\pi/3)$) и квадратных ($\omega_1=2; \omega_2=2i$) сеток отверстий. Каждая из бесконечных систем урезалась до пяти уравнений. Полученная система в каждом приближении решалась методом Гаусса. В случае нелинейного закона деформирования связей для определения усилий в зонах предразрушения использовался также итерационный алгоритм, подобный методу упругих решений [6].

В результате численного расчета найдена зависимость длины зоны предразрушения, усилия в связях и раскрытие противоположенных берегов зоны предразрушения от параметра нагружения τ_{xy}^∞ .

На рисунке 2 представлена зависимость относительной длины зоны предразрушения $d = (\ell - \lambda)/\lambda$ от безразмерного значения интенсивности нагружения τ_{xy}^∞/τ_* для треугольной сетки отверстий (кривые 1—4): 1 — $\lambda=0,2$; 2 — $\lambda=0,3$; 3 — $\lambda=0,4$; 4 — $\lambda=0,5$.

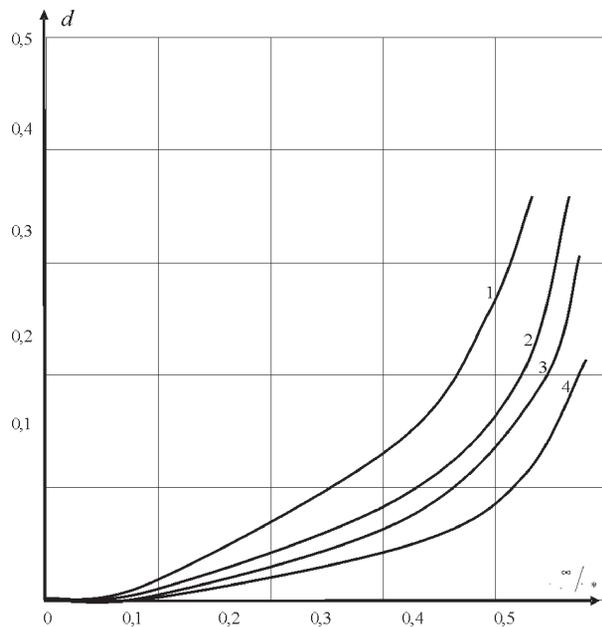


Рисунок 2 — Зависимости относительной длины зоны предразрушения $d = (\ell - \lambda)/\lambda$ от безразмерного значения интенсивности нагружения τ_{xy}^∞/τ_* для некоторых значений радиуса отверстия $\lambda=0,2+0,5$ (кривые 1—4)

На рисунке 3 показана зависимость усилий в связях q_x/τ_{xy}^∞ от относительного размера d для треугольной сетки отверстий: $\lambda=0,2+0,5$ (кривые 1—4).

Для определения предельно равновесного состояния зоны предразрушения, при котором появляется трещина, используется условие (6).

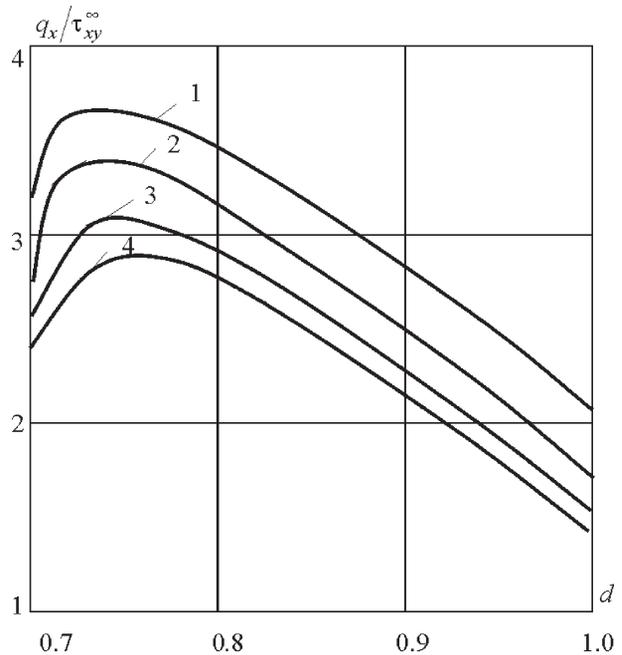


Рисунок 3 — Зависимости распределения усилий в связях q_x/τ_{xy}^∞ от относительного размера зоны предразрушения для некоторых значений радиуса отверстия $\lambda=0,2+0,5$ (кривые 1—4)

Список литературы

1. Мухелишвили, Н.И. Некоторые основные задачи математической теории упругости / Н.И. Мухелишвили. — М.: Наука, 1966. — 707 с.
2. Мирсалимов, В.М. К решению задачи механики контактного разрушения о зарождении и развитии трещины со связями между берегами во втулке фрикционной пары / В.М. Мирсалимов // ПММ. — 2007. — Т. 71; Вып. 1. — С. 132—151.
3. Григолюк, Э.И. Перфорированные пластины и оболочки / Э.И. Григолюк, Л.А. Фильштинский. — М.: Наука, 1970. — 556 с.
4. Каландия, А.И. Математические методы двумерной упругости / А.И. Каландия. — М.: Наука, 1973. — 304 с.
5. Мирсалимов, В.М. Неоднородные упругопластические задачи / В.М. Мирсалимов. — М.: Наука, 1987. — 256 с.
6. Ильюшин, А.А. Пластичность / А.А. Ильюшин. — М.; Л.: Гостехтеоретиздат, 1948. — 376 с.

Guliyev S.M.

Nucleation of the crack in the punched body at transverse shear

The problem of mechanics of fracture about nucleation of the cracks which are starting with contours of circular apertures punched isotropic body at transverse shear is considered. The solution of a problem on balance of the punched body at transverse shear with prefracture zones is reduced to the solution of two infinite algebraic systems and two nonlinear singular the integro-differential equations with a nucleus such as Cauchy. From the solution of these equations are tractions in zones of nucleation of cracks. The condition for the appearance of a crack is formulated, taking account of the criterion of the limit traction of the bonds in the material.

Поступила в редакцию 15.11.2010