

К. С. ЧОБАНИАН, С. Х. ГЕВОРКЯН

ПОВЕДЕНИЕ ПОЛЯ НАПРЯЖЕНИЙ ОКОЛО УГЛОВОЙ ТОЧКИ ЛИНИИ РАЗДЕЛА В ЗАДАЧЕ ПЛОСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ СОСТАВНОГО УПРУГОГО ТЕЛА

Вопросы напряженного состояния окрестности угловых точек контура области в плоской задаче теории упругости изотропного тела затронуты в работах [1—5].

В настоящей работе исследуется характер распределения напряжений в окрестности угловой точки линии раздела областей поперечного сечения тела, составленного из двух различных призматических тел, спаянных между собой по боковой поверхности. Рассматривается плоское деформированное состояние составного тела.

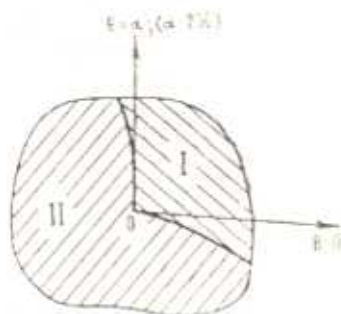
1. При отсутствии массовых сил компоненты напряжения σ_r , σ_θ , $\tau_{r\theta}$ выражаются через функцию напряжений Эйри $F(r, \theta)$ формулами:

$$\sigma_r = \frac{1}{r} \frac{\partial F}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 F}{\partial r^2}, \quad \sigma_\theta = \frac{\partial^2 F}{\partial r^2}, \quad \tau_{r\theta} = -\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial F}{\partial \theta} \right) \quad (1.1)$$

Функция $F(r, \theta)$ в областях поперечного сечения удовлетворяет бигармоническому уравнению

$$\nabla^2 F = \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \right)^2 F = 0 \quad (1.2)$$

На линии раздела областей I и II (фиг. 1) поперечного сечения, соответствующих различным материалам, функция $F(r, \theta)$ удовлетворяет условиям, которые в общем случае получены в работах [6, 7].



Фиг. 1.

Ветви линии раздела в малой окрестности рассматриваемой точки считаются прямолинейными, причем полярная ось $\theta = 0$ направлена по одной из них. В случае криволинейности можно заменить их со-

ответствующими касательными в угловой точке линии раздела (фиг. 1). От этого характер напряженного состояния в малой окрестности угловой точки не изменится.

В полярных координатах условия на линии раздела, с учетом прямолинейности ее ветвей имеют вид [5]

$$\begin{aligned}
 F_1 &= F_2, \quad \frac{\partial F_1}{\partial \theta} = \frac{\partial F_2}{\partial \theta} \\
 \frac{1}{E_1} \left[(1 - \nu_1) \left(\frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 F_1}{\partial \theta^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial F_1}{\partial r} \right) - \nu_1 (1 - \nu_1) \frac{\partial^2 F_1}{\partial r^2} \right] &= \\
 = \frac{1}{E_2} \left[(1 - \nu_2) \left(\frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 F_2}{\partial \theta^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial F_2}{\partial r} \right) - \nu_2 (1 - \nu_2) \frac{\partial^2 F_2}{\partial r^2} \right] & \quad (1.3) \\
 \frac{1}{E_1} \left[(1 - \nu_1) \frac{1}{r^3} \frac{\partial^3 F_1}{\partial \theta^2 \partial r} - (2 - \nu_1 - \nu_1^2) \frac{1}{r} \frac{\partial^3 F_1}{\partial r^2 \partial \theta} \right. \\
 \left. - (1 - \nu_1) \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 F_1}{\partial r \partial \theta} - 2(1 - \nu_1) \frac{1}{r^3} \frac{\partial F_1}{\partial \theta} \right] &= \\
 = \frac{1}{E_2} \left[(1 - \nu_2) \frac{1}{r^3} \frac{\partial^3 F_2}{\partial \theta^2 \partial r} + (2 - \nu_2 - \nu_2^2) \frac{1}{r} \frac{\partial^3 F_2}{\partial r^2 \partial \theta} \right. \\
 \left. - (1 - \nu_2) \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 F_2}{\partial r \partial \theta} + 2(1 - \nu_2) \frac{1}{r^3} \frac{\partial F_2}{\partial \theta} \right]
 \end{aligned}$$

где F_1 и F_2 представляют функцию F в областях I и II соответственно; E_i и ν_i ($i = 1, 2$) — модули упругости и коэффициент Пуассона материалов.

Решение уравнения (1.2) представляется в виде

$$F_i = r^{-1} \Phi_i(r, \theta) \quad (1.4)$$

где λ — некоторый параметр.

После подстановки (1.4) в (1.2) и (1.3) получится обыкновенное дифференциальное уравнение четвертого порядка для $\Phi_i(r, \theta)$

$$\Phi_i^{(4)} - 2(\lambda^2 + 1)\Phi_i'' + (\lambda^2 - 1)\Phi_i = 0 \quad (1.5)$$

с краевыми условиями на линии раздела

$$\Phi_1 = \Phi_2, \quad \Phi_1' = \Phi_2'$$

$$\begin{aligned}
 \frac{1 + \nu_1}{E_1} [(1 - \nu_1)\Phi_1' - (1 - \nu_1)(1 - \nu_1 - \nu_1^2)\Phi_1] &= \\
 = \frac{1 + \nu_2}{E_2} [(1 - \nu_2)\Phi_2' - (1 - \nu_2)(1 - \nu_2 - \nu_2^2)\Phi_2] & \quad (1.6)
 \end{aligned}$$

$$\frac{1 + \nu_1}{E_1} [(1 - \nu_1)\Phi_1' - [(2 - \nu_1)\lambda^2 - (1 - 2\nu_1)\lambda + 1 - \nu_1]\Phi_1] =$$

$$= \frac{1+\gamma_2}{E_2} [(1-\gamma_2) \Phi_2'' - [(2-\gamma_2)\lambda^2 + (1-2\gamma_2)\lambda + 1 - \gamma_2] \Phi_2']$$

Общее решение (1.5) имеет вид

$$\Phi_i(\lambda, \theta) = A_i \sin(\lambda+1)\theta + B_i \cos(\lambda+1)\theta + C_i \sin(\lambda-1)\theta + D_i \cos(\lambda-1)\theta \quad (i=1, 2) \quad (1.7)$$

Удовлетворяя на ветвях линии раздела $\theta=0$ и $\theta=\pi$ ($\pi-2\pi$) условиям (1.6), получим следующую однородную систему линейных уравнений относительно коэффициентов A_i, B_i, C_i, D_i ($i=1, 2$):

$$\begin{aligned} B_1 + D_1 - B_2 - D_2 &= 0 \\ (\lambda-1)A_1 + (\lambda-1)C_1 - (\lambda+1)A_2 - (\lambda+1)C_2 &= 0 \\ -(\lambda+1)B_1 - (\lambda+1-4m_1)D_1 + \mu(\lambda+1)B_2 + \mu(\lambda+1-4m_2)D_2 &= 0 \\ (\lambda+1)A_1 + (\lambda-1+4m_1)C_1 - \mu(\lambda+1)A_2 - \mu(\lambda-1+4m_2)C_2 &= 0 \\ A_1 \sin(\lambda+1)x + B_1 \cos(\lambda+1)x + C_1 \sin(\lambda-1)x + D_1 \cos(\lambda-1)x - \\ - A_2 \sin(\lambda+1)(x-2\pi) - B_2 \cos(\lambda+1)(x-2\pi) - \\ - C_2 \sin(\lambda-1)(x-2\pi) - D_2 \cos(\lambda-1)(x-2\pi) &= 0 \\ A_1(\lambda+1) \cos(\lambda+1)x - B_1(\lambda+1) \sin(\lambda+1)x + C_1(\lambda-1) \cos(\lambda-1)x - \\ - D_1(\lambda-1) \sin(\lambda-1)x - A_2(\lambda+1) \cos(\lambda+1)(x-2\pi) + \\ + B_2(\lambda-1) \sin(\lambda-1)(x-2\pi) - C_2(\lambda-1) \cos(\lambda-1)(x-2\pi) + \\ + D_2(\lambda-1) \sin(\lambda-1)(x-2\pi) &= 0 \quad (1.8) \\ A_1(\lambda+1) \sin(\lambda+1)x - B_1(\lambda+1) \cos(\lambda+1)x + C_1(\lambda+1-4m_1) \times \\ \times \sin(\lambda-1)x - D_1(\lambda+1-4m_1) \cos(\lambda-1)x - A_2 \mu(\lambda+1) \times \\ \times \sin(\lambda+1)(x-2\pi) + B_2 \mu(\lambda+1) \cos(\lambda+1)(x-2\pi) - \\ - C_2 \mu(\lambda+1-4m_2) \sin(\lambda-1)(x-2\pi) + \\ + D_2 \mu(\lambda+1-4m_2) \cos(\lambda-1)(x-2\pi) &= 0 \\ A_1(\lambda+1) \cos(\lambda+1)x - B_1(\lambda-1) \sin(\lambda+1)x + \\ + C_1(\lambda-1+4m_1) \cos(\lambda-1)x - D_1(\lambda-1+4m_1) \sin(\lambda-1)x + \\ + A_2 \mu(\lambda+1) \cos(\lambda+1)(x-2\pi) - B_2 \mu(\lambda-1) \sin(\lambda+1)(x-2\pi) + \\ + C_2 \mu(\lambda-1+4m_2) \cos(\lambda-1)(x-2\pi) - \\ D_2 \mu(\lambda-1+4m_2) \sin(\lambda-1)(x-2\pi) &= 0 \end{aligned}$$

Здесь приняты обозначения

$$\mu = \frac{E_1}{E_2} \frac{1-\gamma_2}{1+\gamma_2} = \frac{G_1}{G_2}, \quad m_i = 1-\gamma_i \quad (i=1, 2)$$

Для существования нетривиального решения однородной системы (1.8) линейных алгебраических уравнений относительно коэффициентов A_i, B_i, C_i, D_i необходимо, чтобы определитель этой системы равнялся нулю

$$\Delta(i, \mu, m_1, m_2, \tau) = 0 \quad (1.9)$$

После некоторых преобразований условие (1.9) можно представить в виде

$$\begin{aligned} & 8m_1m_2\mu(\mu-1)[4(m_1-\mu m_2) - (\mu-1)(k^2-1)] \times \\ & \times [\sin^2(k+1)(z-\pi) \sin^2(k-1)(z-\pi) - \\ & - \sin^4k\pi] + 8m_1m_2\mu(\mu-1)[(k^2+1)^2(\mu-1)^2 + 4(m_1-\mu m_2)] \times \\ & \times [\sin^4(z-\pi) - \sin^2(z+i\pi) \sin^2(z-i\pi)] + \\ & + (\mu-1)^4[k^2\sin^2z - \sin^2z(z-2\pi)](k^2\sin^2z - \sin^2z) - \\ & - 8(\mu-1)^3\{m_1[k^2\sin^2z - \sin^2z(z-2\pi)] \sin^2kz - \\ & - m_2[k^2\sin^2z - \sin^2z] \sin^2z(z-2\pi)\} - 16(\mu-1)^2\{[k^2\sin^2z - \\ & - \sin^2z(z-2\pi)] \sin^2kz - m_1^2\mu^2[k^2\sin^2z - \sin^2z] \sin^2z(z-2\pi) + \\ & + 16m_1m_2\mu(\mu-1)^2[k^2\sin^4z - 3\sin^2z \sin^2z(z-2\pi) - \\ & + (k^2+1) \sin^2z \sin^2z \sin^2z(z-2\pi)] + 256m_1^2m_2^2\mu^2\sin^4k\pi + \\ & + 64m_1m_2\mu(\mu-1)(m_1-\mu m_2) \sin^2kz \sin^2z(z-2\pi) \times \\ & \times [\sin^2z - \sin^2z \sin^2z(z-2\pi)]\} = 0 \end{aligned} \quad (1.10)$$

Уравнением (1.10) определяются собственные значения трехточечной краевой задачи (1.5—1.6). При помощи системы собственных функций этой несамосопряженной задачи может быть представлено решение задачи теории упругости для плоской деформации рассматриваемого конечного составного тела, находящегося под действием уравновешенной поверхностной нагрузки.

Из (1.1) и (1.4) видно, что если

$$0 < \operatorname{Re} i < 1 \quad (1.11)$$

то напряжения при приближении к угловой точке линии раздела областей неограниченно возрастают.

Порядок особенности при этом равен $|\operatorname{Re} i - 1|$.

Исследование особенностей напряженного состояния в плоской задаче составного тела около угловой точки линии раздела приводится к отысканию корня с наименьшей положительной действительной частью трансцендентного уравнения (1.10) в зависимости от параметров τ, μ, ν_1, ν_2 .

2. Как видно из (1.10), когда $\mu = \frac{G_1}{G_2} = 1$, то независимо от других параметров, λ принимает только целые значения, то есть в угловой точке линии раздела напряжения не имеют особенностей.

Заметим, что если принять в (1.10) $\mu = 0$, чему соответствуют случаи

1. $G_1 = 0$, $G_2 < \infty$ или 2. $G_1 < \infty$, $G_2 = \infty$, то получим

$$[\lambda^2 \sin^2 \alpha - \sin^2 \lambda (2\pi - \alpha)] [\lambda^2 \sin^2 \alpha - (1 - 4m_1)^2 \sin^2 \lambda \alpha] = 0$$

Случаям 1 и 2 будут соответствовать уравнения

$$\lambda^2 \sin^2 \alpha - \sin^2 \lambda (2\pi - \alpha) = 0$$

$$\lambda^2 \sin^2 \alpha - (1 - 4m_1)^2 \sin^2 \lambda \alpha = 0 \quad (2.1)$$

которые совпадают с уравнениями, полученными Вильямсом [3] с целью выявления особенностей в угловой точке контура в задаче плоской деформации для однородного тела, причем первое из уравнений (2.1) соответствует случаю, когда контур области около угловой точки свободен от напряжений, а второе когда защемлен.

Исследование существования корней уравнения (1.10) было проведено численным методом на ЭВМ. Как показали вычисления, имеющих наименьшую положительную действительную часть корень уравнения (1.10) действительный для всех рассматриваемых комбинаций параметров α , μ , m_1 , m_2 . В таблицах приведены некоторые значения первого корня уравнения (1.10), вычисленные при помощи ЭВМ.

Рассмотрим приведенные в табл. 1 и 2 значения λ , когда более слабому материалу соответствует меньший угол ($\mu = 0.05$, $\mu = 0.95$). В случае $\mu = 0.05$ напряжения для всех рассмотренных значений угла α и коэффициентов Пуассона имеют особенность в угловой точке.

Для малых углов ($\alpha = \frac{\pi}{12}$) порядок особенности не зависит от коэф-

фициента Пуассона ν_1 слабого материала и при данном угле имеет наибольшее значение, когда второй материал несжимаем ($\nu_2 = 0.5$). При больших углах это свойство не сохраняется, и с увеличением ν_1 при данном ν_2 порядок особенности уменьшается. Порядок особенности

при увеличении угла α от $\frac{\pi}{12}$ до $\frac{\pi}{2}$ (для $\nu_1 \leq 0.3$) и от $\frac{\pi}{12}$ до $\frac{7\pi}{12}$

(для $\nu_1 > 0.3$) возрастает. Начиная от этих значений, дальнейшее увеличение угла α (до $\alpha = \frac{11\pi}{12}$) приводит к уменьшению порядка осо-

бенности. В случае, когда отношение модулей сдвига близко к единице ($\mu = 0.95$) и $\nu_1 > \nu_2$, напряжения имеют особенность в интервале

от $\alpha = \frac{\pi}{12}$ до $\alpha = \frac{5\pi}{12}$, причем для малых углов порядок особенности

Таблица 1

μ	ν_1	ν_2	$\frac{\pi}{\alpha}$						
			$\frac{1}{12}$	$\frac{1}{4}$	$\frac{5}{12}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{7}{12}$	$\frac{3}{4}$	$\frac{11}{12}$
20	0.2	0.2	0.6452	0.6515	0.7042	0.7123	0.7207	0.7753	0.8741
	0.2	0.4	0.6671	0.6826	0.7127	0.7086	0.6945	0.7760	0.8893
	0.4	0.2	0.6217	0.6406	0.6873	0.6923	0.7052	0.7682	0.8869
0.05	0.2	0.4	0.6595	0.6051	0.5847	0.5929	0.6135	0.6997	0.8688
	0.2	0.3	0.6733	0.6188	0.5936	0.6003	0.6196	0.7036	0.8706
	0.3	0.3	0.6733	0.6421	0.6052	0.6080	0.6246	0.7056	0.8712
	0.2	0.5	0.6445	0.5907	0.5756	0.5854	0.6074	0.6956	0.8671

Таблица 2

μ	ν_1	ν_2	$\frac{\pi}{\alpha}$							
			$\frac{1}{12}$	$\frac{1}{4}$	$\frac{5}{12}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{7}{12}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{3}{4}$	$\frac{11}{12}$
1.05	0.2	0.2	0.9965	0.9917	0.9914	0.9925	1.0086	1.0089	1.0082	1.0035
	0.2	0.3	1.0027	1.0056	1.0029	1.0001	0.9974	0.9955	0.9948	0.9974
	0.2	0.4	1.0031	1.0065	1.0035	1.0004	0.9974	0.9952	0.9943	0.9971
	0.3	0.2	0.9925	0.9812	0.9773	1.0221	1.0229	1.0219	1.0188	1.0072
	0.3	0.3	0.9962	0.9915	0.9917	0.9930	1.0083	1.0089	1.0085	1.0037
0.95	0.3	0.2	0.9974	0.9948	0.9975	1.0001	1.0028	1.0048	1.0055	1.0028
	0.3	0.3	1.0038	1.0088	1.0088	0.9925	0.9912	0.9906	0.9912	0.9962
	0.3	0.4	1.0028	1.0212	1.0267	1.0261	0.9637	0.9751	0.9787	0.9916
	0.4	0.3	0.9970	0.9941	0.9972	1.0002	1.0082	1.0054	1.0063	1.0031
	0.4	0.4	1.0039	1.0088	1.0079	1.0061	0.9921	0.9910	0.9912	0.9959
	0.2	0.4	1.0096	1.0263	1.0345	1.0342	0.9663	0.9687	0.9736	0.9898

не зависит от ν_1 , а увеличение ν_2 приводит к возрастанию порядка особенности. При изменении значения угла α от $\frac{\pi}{12}$ до $\frac{\pi}{3}$ порядок особенности возрастает, а затем убывает до нуля (при $\alpha = \frac{\pi}{2}$). В отрезке $\frac{\pi}{2} < \alpha < \pi$ особенности напряжений отсутствуют. Если коэффициенты Пуассона обоих материалов равны, напряжения имеют особенность в интервале от $\alpha = \frac{\pi}{2}$ до $\alpha = \frac{11\pi}{12}$, причем порядок особенности возрастает при изменении α от $\frac{\pi}{2}$ до $\frac{2\pi}{3}$, затем убывает до

нуля ($\alpha = \pi$). Если $\nu_1 < \nu_2$, то напряжения имеют особенность в интервале $\left(\frac{7\pi}{12}, \frac{11\pi}{12}\right)$, причем порядок возрастает при изменении α от $\frac{\pi}{2}$ до $\frac{2\pi}{3}$, затем убывает до нуля ($\alpha = \pi$). Здесь для данного ν_1 увеличение ν_2 при данном угле приводит к возрастанию порядка особенности. В последних двух случаях $\nu_1 = \nu_2$ и $\nu_1 < \nu_2$ особенности напряжений отсутствуют в отрезках $\frac{\pi}{12} < \alpha < \frac{5\pi}{12}$ и $\frac{\pi}{12} \leq \alpha < \frac{\pi}{2}$ соответственно.

Рассмотрим теперь данные табл. 1 и 2, когда более сильному материалу соответствует меньший угол ($\nu = 20, 1.05$). В случае $\nu = 20$ напряжения для всех рассмотренных значений угла α и коэффициентов Пуассона имеют особенность, порядок которой при изменении α в $\left(\frac{\pi}{6}, \pi\right)$ монотонно убывает, если $\nu_2 \leq 0.3$. Для данного ν_1 при данном угле α увеличение ν_2 приводит к уменьшению, а для данного ν_2 увеличение ν_1 приводит к увеличению порядка особенности. В случае $\nu = 1.05$ и $\nu_1 > \nu_2$ напряжения имеют особенность в интервале от $\alpha = \frac{\pi}{12}$ до $\alpha = \frac{5\pi}{12}$, причем для данного ν_2 увеличение ν_1 приводит к возрастанию, а для данного ν_1 увеличение ν_2 приводит к убыванию порядка особенности. В отрезке $\frac{\pi}{2} < \alpha < \pi$ особенность напряжений отсутствует. Если $\nu_1 < \nu_2$, особенность имеется в интервале $\left(\frac{7\pi}{12}, \frac{11\pi}{12}\right)$, причем порядок особенности возрастает с изменением угла α от $\frac{7\pi}{12}$ до $\alpha = \frac{3\pi}{4}$, затем убывает до нуля ($\alpha = \pi$). Увеличение ν_1 и ν_2 приводит к незначительному увеличению порядка особенности. Когда $\nu_1 = \nu_2 < 0.3$, напряжения имеют особенность в интервале $\left(\frac{\pi}{12}, \frac{\pi}{2}\right)$, а когда $\nu_1 = \nu_2 > 0.3 - \left(\frac{\pi}{12}, \frac{5\pi}{12}\right)$. Влияние коэффициентов Пуассона на порядок особенности здесь также незначительно.

Таким образом, при относительно сильно выраженной неоднородности ($\nu = 20, 0.05$) в угловой точке линии раздела поле напряжений для всех рассмотренных значений угла α и коэффициентов Пуассона имеет особенность, порядок которой зависит от значений угла α и коэффициентов Пуассона, а при ν , близких к единице ($\nu = 1.05, 0.95$), в зависимости от коэффициентов Пуассона существуют интервалы изменения угла α , где поле напряжений в окрестности рассматриваемой точки свободно от особенности.

Институт математики и механики

АН Армянской ССР

Ереванский политехнический институт
им. К. Маркса

Поступила 28 XII 1979

Կ. Ս. ՉՈԲԱՆԻԱՆ, Ս. Կ. ԳԵՎՈՐԳԻԱՆ

ԲԱԺԱՆՄԱՆ ԳԾԻ ԱՆԿՅՈՒՆԱՅԻՆ ԿԵՏԻ ՄԻՏ ԱՐՈՒՄՆԵՐԻ ԳԱՇՏԻ
ՎԱՐՔԸ ԲԱՎԱԳՐՅԱԼ ԱՐԱՉԳԱԿԱՆ ՄԱՐՄՆԻ ՀԱՐԺ ԳԵՖՈՐՄԱՅԻՆ
ԽՆԴՐՈՒՄ

Ա մ փ ո փ ո լ մ

Աշխատանքում հետազոտվում է միմյանց հետ կողմնային մակերևույթներով զուգված երկու տարրեր պոլիգոնալ մարմիններից բաղկացած մարմնի ընդայնական հատույթի տիրույթների բաժանման զծի անկյունային կետի շրջակայքում լարումների բաշխման ընույթը: Իրատարվում է բաղադրյալ մարմնի հարթ դեֆորմացիայի վիճակը:

Կտրվածային վիճակի հետազոտումը բերվում է սրանայնչենդենտ հավասարման փոքրագույն իրական մաս ունեցող արմատի որոնմանը:

Ստացված է, որ սլեզղ արտահայտված անհամաահոսության դեպքում լարումների դաշտը բաժանման զծի անկյունային կետում միշտ եղակիություն ունի, իսկ մարմնի բաղադրիչ մասերի նյութերի սահմանի մոզույների մեկին մոտ հարաբերությունների դեպքում, կախված Պուասսոնի զործակիցներից, զույթյուն ունեն բաժանման հյուղերի միջև անկյան փոփոխության միջոակայրեր, որտեղ լարումների դաշտը ազատ է եղակիություններից:

Բերվում է թվային օրինակ:

ON BEHAVIOUR OF THE STRESS FIELD NEAR THE CORNER
POINT OF A INTERFACE LINE IN THE PROBLEM ON PLANE
DEFORMATION OF A COMPOSITE ELASTIC BODY

K. S. CHOBANIAN, S. CH. GEVORGIAN

S u m m a r y

The nature of stress distribution in the neighbourhood of a corner point of the cross-section interfaces of a body, composed of two different prismatic bodies soldered together on side faces, is investigated. The plane deformation state of the composite body is also considered. The investigation on the stress state singularity is reduced to the determination of the root of the transcendental equation having a minimum positive real part.

It is found that with relatively strongly pronounced nonhomogeneity in the interface corner point the stress field always has singularity while with the values for the relationship of shear moduli, making up the body materials, close to unity, there exist intervals of change in the angle between the interface branches depending on the Poisson's coefficients, when the stress field is free from singularity.

A numerical example is presented.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Магнарадзе Л. Г. Основные задачи плоской теории упругости для контуров с угловыми точками. Докл. АН СССР, т. XVI, № 3, 1937, 157—161.
2. Уфлянд Я. С. Интегральные преобразования в задачах теории упругости. Изд. АН СССР, М.—Л., 1963.
3. Williams M. L. Stress singularities resulting from various boundary conditions in angular corners of plates in extention. J. of Appl. Mech., v. 19, 1952.
4. Белоносов С. М. Основные плоские статические задачи теории упругости для односвязных и двусвязных областей. Изд. Сиб. отд. АН СССР, 1962.
5. Чобанян К. С. Особенности напряжений в составных телах и прочность соединений. Доклад на юбилейном собрании отделения физико-технических и математических наук, 1967.
6. Чобанян К. С. О функции напряжений для плоской задачи теории упругости составных тел. Докл. АН Арм. ССР, т. XXXII, № 2, 1961.
7. Ду Цин-Хуа. Плоская задача теории упругости неоднородной изотропной среды. Проблемы механики сплошной среды. К семидесятилетию академика Н. И. Мусхелишвили. Изд. АН СССР, М., 1961.