Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Ю. А. Боган, Периодическая задача в напряжениях для упругой анизотропной полуплоскости, *Вестн. Сам. гос. техн. ун-та. Сер. Физ.-мат. науки*, 2010, выпуск 1(), 46–52

DOI: <https://doi.org/10.14498/vsgtu779>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 54.198.64.247

26 апреля 2023 г., 12:48:16

Механика деформируемого твёрдого тела

УДК 539.3

ПЕРИОДИЧЕСКАЯ ЗАДАЧА В НАПРЯЖЕНИЯХ ДЛЯ УПРУГОЙ АНИЗОТРОПНОЙ ПОЛУПЛОСКОСТИ

Ю. А. Боган

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН,
630090, Новосибирск, пр-т Академика Лаврентьева, 15.

E-mail: bogan@hydro.nsc.ru

Приводится простой способ решения периодической краевой задачи для полуплоскости при заданных на границе компонентах тензора напряжений. На примере проиллюстрировано влияние сильной анизотропии материала на распределение напряжений и перемещений внутри области.

Ключевые слова: теория упругости, сильная анизотропия.

Введение. В статье [1] построено решение периодической краевой задачи в напряжениях для упругой анизотропной полуплоскости при помощи конформного отображения полуплоскости на единичный круг. В настоящей работе дано другое, значительно более простое, решение для анизотропной полуплоскости. Рассмотрен пример, причем этот пример проанализирован относительно его зависимости от коэффициентов упругости. В дальнейшем в основном используются обозначения монографии [2].

1. Решение задачи. Обозначим через $\mathbb{R}_+^2 = \{(x_1, x_2), x_2 > 0\}$ верхнюю полуплоскость; через $\Phi_k(z_k)$ — аналитические функции комплексных переменных $z_k = x_1 + \mu_k x_2$, $\mu_k = \alpha_k + i l_k$ — комплексные параметры материала, $l_k > 0$; $k \equiv 1, 2$. Напряжения задаются формулами

$$\begin{aligned}\sigma_{11} &= \operatorname{Re}[\mu_1^2 \Phi_1'(z_1) + \mu_2^2 \Phi_2'(z_2)], & \sigma_{22} &= \operatorname{Re}[\Phi_1'(z_1) + \Phi_2'(z_2)], \\ \sigma_{12} &= -\operatorname{Re}[\mu_1 \Phi_1'(z_1) + \mu_2 \Phi_2'(z_2)],\end{aligned}$$

а перемещения, соответственно, формулами

$$\begin{aligned}u_1 &= \operatorname{Re}[p_1 \Phi_1(z_1) + p_2 \Phi_2(z_2)] + \alpha x_2 + \beta, \\ u_2 &= \operatorname{Re}[q_1 \Phi_1(z_1) + q_2 \Phi_2(z_2)] - \alpha x_2 + \gamma,\end{aligned}$$

где $p_k = a_{11}\mu_k^2 + a_{12} - a_{16}\mu_k$, $q_k = a_{12}\mu_k^2 + a_{22}\mu_k^{-1} - a_{26}$, $k \equiv 1, 2$; a_{ij} ($i, j \equiv 1, 2, 6$) — упругие податливости α , β , γ — вещественные постоянные.

Юрий Александрович Боган (д.ф.-м.н.), ведущий научный сотрудник, отдел механики деформируемого твёрдого тела.

Зададим на границе $x_2 = +0$ напряжения

$$\begin{aligned}\sigma_{22}(x_2 + i0) &= \operatorname{Re} \sum_{k=1}^2 \Phi'_k(x_2 + i0) = f_1(x_1), \\ \sigma_{12}(x_2 + i0) &= -\operatorname{Re} \sum_{k=1}^2 \mu_k \Phi'_k(x_2 + i0) = f_2(x_1),\end{aligned}\tag{1}$$

где $f_k(x_1)$ — непрерывные по Гёльдеру функции. Очевидно, что граничных условий (1) недостаточно для однозначного решения задачи. Потребуем, чтобы напряжения обращались в нуль на бесконечности. Представим $\Phi'_k(z_k)$ в виде интегралов типа Коши по действительной прямой с неизвестными комплексными плотностями $m_k(t)$ ($k \equiv 1, 2$):

$$\Phi'_k(z_k) = \frac{1}{\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{m_k(t)}{t - z_k} dt.$$

Имеет место формула Сохоцкого—Племеля:

$$\lim_{t \rightarrow t_0} \frac{1}{\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{m_k(t)}{t - z_k} dt = m_k(t_0) + \frac{1}{\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{m_k(t)}{t - t_0} dt,$$

справедливая для любой непрерывной удовлетворяющей условию Гёльдера функции. Здесь t_0 принадлежит границе области. Определим плотности из системы уравнений

$$m_1 + m_2 = f_1(x_1), \quad \mu_1 m_1 + \mu_2 m_2 = -f_2(x_1).$$

Тогда

$$\begin{aligned}\Phi'_1(z_1) &= \frac{1}{\pi i(\mu_1 - \mu_2)} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f_1(t)\mu_2 + f_2(t)}{t - z_1} dt, \\ \Phi'_2(z_2) &= \frac{1}{\pi i(\mu_1 - \mu_2)} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f_1(t)\mu_1 + f_2(t)}{t - z_2} dt.\end{aligned}\tag{2}$$

Несложно проверить, что граничные условия действительно удовлетворяются, при этом перемещения определяются как

$$\begin{aligned}u_1(x_1, x_2) &= \operatorname{Re} \left\{ \frac{p_1}{\pi i(\mu_1 - \mu_2)} \int_{-\infty}^{\infty} (f_1(t)\mu_2 + f_2(t)) \ln(t - z_1) dt - \right. \\ &\quad \left. - \frac{p_2}{\pi i(\mu_1 - \mu_2)} \int_{-\infty}^{\infty} (f_1(t)\mu_1 + f_2(t)) \ln(t - z_2) dt \right\} + \alpha x_2 + \beta,\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}u_2(x_1, x_2) &= \operatorname{Re} \left\{ \frac{q_1}{\pi i(\mu_1 - \mu_2)} \int_{-\infty}^{\infty} (f_1(t)\mu_2 + f_2(t)) \ln(t - z_1) dt - \right. \\ &\quad \left. - \frac{q_2}{\pi i(\mu_1 - \mu_2)} \int_{-\infty}^{\infty} (f_1(t)\mu_1 + f_2(t)) \ln(t - z_2) dt \right\} - \alpha x_1 + \gamma.\end{aligned}$$

Пусть теперь $f_k(t)$ — периодические функции с периодом l , тогда в предыдущих интегралах ядра $(t - z_k)^{-1}$ следует заменить соответственно на ядра $\frac{\pi}{l} \operatorname{ctg} \frac{\pi}{l}(t - z_k)$, $k \equiv 1, 2$. Имея разложение в ряд

$$\frac{\pi}{l} \operatorname{ctg} \frac{\pi}{l}(t - z_k) = \frac{1}{t - z_k} + \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{1}{t - z_k + nl} + \frac{1}{t - z_k - nl} \right\}$$

и учитывая периодичность $f_k(t)$, можно представить функции $\Phi'_k(z_k)$ в виде

$$\begin{aligned} \Phi'_1(z_1) &= \frac{1}{\pi i(\mu_1 - \mu_2)} \int_0^l (f_1(t)\mu_2 + f_2(t)) \frac{\pi}{l} \operatorname{ctg} \frac{\pi}{l}(t - z_1) dt, \\ \Phi'_2(z_2) &= -\frac{1}{\pi i(\mu_1 - \mu_2)} \int_0^l (f_1(t)\mu_1 + f_2(t)) \frac{\pi}{l} \operatorname{ctg} \frac{\pi}{l}(t - z_2) dt, \end{aligned}$$

при этом перемещения будут определены как

$$\begin{aligned} u_1(x_1, x_2) &= \operatorname{Re} \left\{ \frac{p_1}{\pi i(\mu_1 - \mu_2)} \int_0^l (f_1(t)\mu_2 + f_2(t)) \ln \sin \frac{\pi}{l}(t - z_1) dt - \right. \\ &\quad \left. - \frac{p_2}{\pi i(\mu_1 - \mu_2)} \int_0^l (f_1(t)\mu_1 + f_2(t)) \ln \sin \frac{\pi}{l}(t - z_2) dt \right\} + \beta, \\ u_2(x_1, x_2) &= \operatorname{Re} \left\{ \frac{q_1}{\pi i(\mu_1 - \mu_2)} \int_0^l (f_1(t)\mu_2 + f_2(t)) \ln \sin \frac{\pi}{l}(t - z_1) dt - \right. \\ &\quad \left. - \frac{q_2}{\pi i(\mu_1 - \mu_2)} \int_0^l (f_1(t)\mu_1 + f_2(t)) \ln \sin \frac{\pi}{l}(t - z_2) dt \right\} + \gamma. \end{aligned}$$

Отметим, что в последних формулах исчезла постоянная α . Это связано с тем, что функции x_1 , x_2 не являются периодическими, поэтому условия равновесия сводятся только к требованию равенства нулю главного вектора действующих сил:

$$\int_0^l f_k(t) dt = 0, \quad k \equiv 1, 2. \quad (3)$$

Отметим, что при выполнении условия (3) перемещения обращаются в нуль на бесконечности. Действительно, положим $f_k(t) = dg_k(t)/dt$. Тогда при выполнении условия (3) $g_k(0) = g_k(l) = 0$ и при интегрировании по частям получим ($k \equiv 1, 2$)

$$\int_0^l g'_k(t) \ln \sin \frac{\pi}{l}(t - z_k) dt = g_k(t) \ln \sin \frac{\pi}{l}(t - z_k) \Big|_0^l - \frac{\pi}{l} \int_0^l \operatorname{ctg} \frac{\pi}{l}(t - z_k) dt.$$

Здесь внеинтегральное слагаемое равно нулю, так как котангенс обращается в нуль при $|z| \rightarrow \infty$.

2. Пример. Рассмотрим следующий пример. Предположим, что полуплоскость ортотропна, тогда закон Гука выглядит так:

$$\sigma_{11} = c_{11}e_{11} + c_{12}e_{22}, \quad \sigma_{22} = c_{12}e_{11} + c_{22}e_{22}, \quad \sigma_{12} = c_{66}2e_{12}.$$

Здесь $e_{11} = \partial u_1 / \partial x_1$, $e_{22} = \partial u_2 / \partial x_2$, $2e_{12} = \partial u_1 / \partial x_2 + \partial u_2 / \partial x_1$. Пусть упругие постоянные таковы, что комплексные параметры материала μ_k чисто мнимы: $\mu_k = il_k$ ($k \equiv 1, 2$). И пусть при $x_2 = +0$ заданы напряжения

$$\sigma_{22}(x_1, +0) = N \cos \frac{2\pi x_1}{l}, \quad \sigma_{12}(x_1, +0) = T \cos \frac{2\pi x_1}{l}.$$

Тогда

$$\begin{aligned} \sigma_{22} = \frac{1}{l_1 - l_2} & \left(Nl_1 \cos \frac{2\pi x_1}{l} + T \sin \frac{2\pi x_1}{l} \right) e^{\frac{-2\pi l_2 x_2}{l}} - \\ & - \frac{1}{l_1 - l_2} \left(Nl_2 \cos \frac{2\pi x_1}{l} + T \sin \frac{2\pi x_1}{l} \right) e^{\frac{-2\pi l_1 x_2}{l}}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \sigma_{12} = \frac{1}{l_1 - l_2} & \left(Tl_1 \cos \frac{2\pi x_1}{l} - Nl_1 l_2 \sin \frac{2\pi x_1}{l} \right) e^{\frac{-2\pi l_1 x_2}{l}} + \\ & + \frac{1}{l_1 - l_2} \left(Nl_1 l_2 \sin \frac{2\pi x_1}{l} - Tl_2 \cos \frac{2\pi x_1}{l} \right) e^{\frac{-2\pi l_2 x_2}{l}}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \sigma_{11} = \frac{1}{l_1 - l_2} & \left(Tl_1^2 \sin \frac{2\pi x_1}{l} + Nl_1^2 l_2 \cos \frac{2\pi x_1}{l} \right) e^{\frac{-2\pi l_1 x_2}{l}} - \\ & - \frac{1}{l_1 - l_2} \left(Nl_1 l_2^2 \cos \frac{2\pi x_1}{l} + Tl_2^2 \sin \frac{2\pi x_1}{l} \right) e^{\frac{-2\pi l_2 x_2}{l}}. \end{aligned}$$

Изучим поведение этого решения в двух крайних ситуациях: А) $d_{11} \gg 1$, В) $d_{22} \ll 1$. Эти ситуации соответствуют армированию материала очень жёсткими стержнями (или высокомодульными волокнами) в направлениях x_1 и x_2 соответственно.

3. Ситуация А. Введём малый параметр ε соотношением $d_{11} = \varepsilon^{-2}$, $\varepsilon \ll 1$. Здесь положительные корни характеристического уравнения

$$d_{22}l^4 - (d_{11}d_{22} - d_{12}^2 - 2d_{12})l^2 + d_{11} = 0$$

l_1, l_2 имеют следующую асимптотику:

$$l_1 \approx \varepsilon^{-1} + O(1), \quad l_2 \approx d_{22}^{-1/2} + O(\varepsilon^3).$$

Положим $b = d_{22}^{-1/2}$. Нетрудно видеть, что с точностью до малых высокого порядка при этом (обозначим напряжения в допредельной задаче через σ_{ij}^ε , чтобы отметить зависимость от малого параметра) выполняется

$$\begin{aligned} \sigma_{22}^\varepsilon = \frac{1}{1 - \varepsilon b} & \left(\left(N \cos \frac{2\pi x_1}{l} + T \varepsilon \sin \frac{2\pi x_1}{l} \right) e^{\frac{-2\pi b x_2}{l}} - \right. \\ & \left. - \varepsilon \left(Nb \cos \frac{2\pi x_1}{l} + T \sin \frac{2\pi x_1}{l} \right) e^{\frac{-2\pi x_2}{l\varepsilon}} \right), \end{aligned}$$

$$\sigma_{12}^\varepsilon = \frac{1}{1-\varepsilon b} \left(\left(T \cos \frac{2\pi x_1}{l} - Nb \sin \frac{2\pi x_1}{l} \right) e^{-\frac{2\pi x_2}{l\varepsilon}} + \left(Nb \sin \frac{2\pi x_1}{l} - T\varepsilon l_2 \cos \frac{2\pi x_1}{l} \right) e^{-\frac{2\pi b x_2}{l}} \right),$$

$$\sigma_{11}^\varepsilon = \frac{1}{1-\varepsilon b} \left(\left(T \sin \frac{2\pi x_1}{l} + Nb \cos \frac{2\pi x_1}{l} \right) \varepsilon^{-1} e^{-\frac{2\pi x_2}{l\varepsilon}} - \left(Nb^2 \cos \frac{2\pi x_1}{l} + T\varepsilon b^2 \sin \frac{2\pi x_1}{l} \right) e^{-\frac{2\pi b x_2}{l}} \right).$$

Из формулы (2) следует, что в этой задаче присутствует экспоненциально затухающий пограничный слой. Перейдём в (2) к пределу при $\varepsilon \rightarrow +0$, обозначив напряжения в пределе через σ_{ij}^0 . Тогда

$$\begin{aligned} \sigma_{22}^0 &= N \cos \frac{2\pi x_1}{l} e^{-\frac{2\pi b x_2}{l}}, \quad \sigma_{12}^0 = Nb \sin \frac{2\pi x_1}{l} e^{-\frac{2\pi b x_2}{l}}, \\ \sigma_{11}^0 &= \left(T \sin \frac{2\pi x_1}{l} + Nb \cos \frac{2\pi x_1}{l} \right) l \delta(x_2) - Nb^2 \cos \frac{2\pi x_1}{l} e^{-\frac{2\pi b x_2}{l}}, \end{aligned}$$

т. к. при $\varepsilon \rightarrow +0$ функция

$$f_\varepsilon(x_2) = \begin{cases} \frac{l}{2\pi} \varepsilon^{-1} \exp\left(\frac{-2\pi x_2}{l} \varepsilon\right), & x_2 > 0, \\ 0, & x_2 < 0 \end{cases}$$

сходится в смысле теории распределений к $\delta(x_2)$, где $\delta(x_2)$ — δ -функция. Для этого достаточно показать (см. [3]), что последовательность $f_\varepsilon(x_2)$ δ -образна, т. е. выполняются условия

1) каково бы ни было $M > 0$, при $|a| \leq M$, $|b| \leq M$, величина $\left| \int_a^b f_\varepsilon(t) dt \right|$ ограничена постоянной, не зависящей от a , b , ε и зависящей только от M ;

2) при любых фиксированных a и b , отличных от нуля, $\lim_{\varepsilon \rightarrow +0} \int_a^b f_\varepsilon(t) dt = 0$

при $a < b < 0$ или $0 < a < b$ и $\lim_{\varepsilon \rightarrow +0} \int_a^b f_\varepsilon(t) dt = 1$ при $a < 0 < b$.

Простая проверка показывает, что эти условия действительно выполняются.

Обратим также внимание на то, что в пределе произошла потеря граничного условия при $x_2 = +0$:

$$\sigma_{22}(x_1, +0) = N \cos(2\pi x_1/l), \quad \sigma_{12}(x_1, +0) = Nb \cos(2\pi x_1/l)$$

(касательное напряжение на границе определяется через нормальное).

Последнее обстоятельство специфично для сингулярно возмущённых краевых задач при характеристичности границы. Действительно, происходит изменение типа краевой задачи: эллиптическое уравнение вырождается в уравнение составного типа с двойным семейством вещественных характеристик $x_2 = \text{const}$.

4. Ситуация В. Рассмотрим ситуацию В, в которой $d_{22} \gg 1$, т. е. жёсткое направление ортогонально границе области. Положим $d_{22} = \eta^{-2}$, $\eta \ll 1$. Тогда $l_1 \approx \eta$, $l_2 \approx b_1$, $b_1 = \sqrt{d_{11}}$ и напряжения σ_{ij}^η в допредельной задаче можно записать так:

$$\sigma_{12}^\eta = \frac{1}{\eta - b_1} \left(\left(T\eta \cos \frac{2\pi x_1}{l} - N\eta b_1 \sin \frac{2\pi x_1}{l} \right) e^{\frac{-2\pi\eta x_2}{l}} + \left(N\eta b_1 \sin \frac{2\pi x_1}{l} - T b_1 \cos \frac{2\pi x_1}{l} \right) e^{\frac{-2\pi b_1 x_2}{l}} \right),$$

$$\sigma_{11}^\eta = \frac{1}{\eta - b_1} \left(\left(T\eta^2 \sin \frac{2\pi x_1}{l} + N\eta^2 b_1 \cos \frac{2\pi x_1}{l} \right) e^{\frac{-2\pi\eta x_2}{l}} - \left(N\eta b_1^2 \cos \frac{2\pi x_1}{l} + T b_1^2 \sin \frac{2\pi x_1}{l} \right) e^{\frac{-2\pi b_1 x_2}{l}} \right),$$

$$\sigma_{22}^\eta = \frac{1}{\eta - b_1} \left(\left(N\eta \cos \frac{2\pi x_1}{l} + T \sin \frac{2\pi x_1}{l} \right) e^{\frac{-2\pi b_1 x_2}{l}} - \left(N b_1 \cos \frac{2\pi x_1}{l} + T \sin \frac{2\pi x_1}{l} \right) e^{\frac{-2\pi\eta x_2}{l}} \right).$$

Обозначим предел напряжений при $\eta \rightarrow +0$ через τ_{ij} , тогда очевидно, что краевые условия исходной задачи в пределе выполняются, напряжения на бесконечности ограничены. Отметим, однако, что при этом предельная задача имеет ещё одно решение, в котором напряжение τ_{22} растёт линейно по x_2 . Обозначим напряжения в этом решении через σ_{ij}^* , тогда

$$\sigma_{22}^* = N \cos\left(\frac{2\pi x_1}{l}\right) e^{\frac{-2\pi b_1 x_2}{l}} + \frac{2\pi x_2 N b_1}{l} \cos\left(\frac{2\pi x_1}{l}\right) - T \sin\left(\frac{2\pi x_1}{l}\right) \left(e^{\frac{-2\pi b_1 x_2}{l}} - 1 \right),$$

$$\begin{aligned} \sigma_{12}^* &= -N b_1 \sin\left(\frac{2\pi x_1}{l}\right) + \left(T \cos\left(\frac{2\pi x_1}{l}\right) + N b_1 \sin\left(\frac{2\pi x_1}{l}\right) \right) e^{\frac{-2\pi b_1 x_2}{l}}, \\ \sigma_{11}^* &= b_1 \left(-N b_1 \cos\left(\frac{2\pi x_1}{l}\right) + T \sin\left(\frac{2\pi x_1}{l}\right) \right) e^{\frac{-2\pi b_1 x_2}{l}}. \end{aligned}$$

Отличие этих решений заключается в том, что в первом решении перемещение $u_2(x_1, x_2) = 0$, а во втором оно равно $u_2(x_1, x_2) = -N b_1 \cos(2\pi x_1/l)$. Выясним причины, по которым у решения предельной задачи появляется второе решение. В пределе при $\eta \rightarrow +0$ соотношения закона Гука следует заменить следующими:

$$\sigma_{11} = d_{11} \frac{\partial u_1}{\partial x_1}, \quad \sigma_{22} = d_{12} \frac{\partial u_1}{\partial x_1} + q, \quad \sigma_{12} = \frac{\partial u_1}{\partial x_2} + \frac{\partial u_2}{\partial x_1}, \quad \frac{\partial u_2}{\partial x_2} = 0.$$

Здесь q — множитель Лагранжа, реакция среды на отсутствие растяжимости в направлении оси x_2 . Предельная система уравнений имеет вид

$$d_{11} \frac{\partial^2 u_1}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2 u_1}{\partial x_2^2} = 0, \quad \frac{\partial u_2}{\partial x_2} = 0, \quad \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_2} + \frac{\partial u_2}{\partial x_1} \right) + \frac{\partial}{\partial x_2} \left(d_{12} \frac{\partial u_1}{\partial x_1} + q \right) = 0. \quad (4)$$

Система (4) имеет следующее общее решение:

$$\begin{aligned} u_1 &= \operatorname{Re} \varphi(x_1 + ib_1 x_2), \quad u_2 = u_2(x_1), \\ \sigma_{22} &= -\frac{\partial u_1}{\partial x_1} - x_2 \frac{\partial^2 u_2}{\partial x_1^2} + g(x_1), \quad \sigma_{11} = d_{11} \operatorname{Re} \varphi'(x_1 + ib_1 x_2), \\ \sigma_{12} &= \operatorname{Re} (id_{11} \varphi'(x_1 + ib_1 x_2)) + \frac{\partial u_2}{\partial x_1}. \end{aligned}$$

Здесь φ — аналитическая функция переменного $z_3 = x_1 + ib_1 x_2$. Как показывают предыдущие формулы, первое решение не зависит от u_2 и потому не соответствует общему решению (4). Напомним, что от решения требуется только периодичность по x_1 .

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Брилла И. Периодические смешанные задачи для анизотропных упругих пластинок / В сб.: *Тр. Международн. симп., Т. 1.* — Тбилиси: Наука, 1965. — С. 120–134.
1. Лехницкий С. Г. Теория упругости анизотропного тела. — М.: Наука, 1977. — 415 с.
2. Гельфанд И. М., Шиллов Г. Е. Обобщенные функции и действия над ними: Вып. 1: Обобщенные функции. — М.: Наука, 1959. — 439 с.

Поступила в редакцию 10/II/2010;
в окончательном варианте — 15/III/2010.

MSC: 74B05, 74E10

A PERIODIC STRESS PROBLEM FOR AN ELASTIC ANISOTROPIC HALF-PLANE

Yu. A. Bogan

M. A. Lavrentyev Institute of Hydrodynamics, Siberian Branch of RAS,
15, Lavrentyeva pr., Novosibirsk, 630090.

E-mail: bogan@hydro.nsc.ru

Here is given very simple solution of the stress boundary value problem for an anisotropic half-plane. An example is given. By the help of this example is analysed the influence of strong anisotropy of material on distribution of stresses and displacements inside the region.

Key words: *theory of elasticity, strong anisotropy.*

Original article submitted 10/II/2010;
revision submitted 15/III/2010.

Yuriy A. Bogan (Dr. Sci. (Phys. & Math.)), Leading Research Scientist, Dept. of Deformable Solid Body.