МЕХАНИКА
ТВЕРДОГО ТЕЛА
№ 2 · 1991

УДК 539.3

А. А. КАСУМОВ

НАПРЯЖЕННО ДЕФОРМИРОВАННОЕ СОСТОЯНИЕ ИЗОЛИРОВАННЫХ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ПЛИТ НА СТОХАСТИЧЕСКИ НЕОДНОРОДНОМ ОСНОВАНИИ

Задача изгиба неограниченных плит на стохастически неоднородном основании впервые рассматривалась в [1]. В публикуемой работе стохастическая краевая задача решается асимптотическим методом в сочетании с интегральным преобразованием Лапласа для ограниченной области в четырех приближениях. Построена функция Грина соответствующей детерминированной задачи. Для наглядности изложения решения задачи по указанной методике модель основания принимается винклеровской. Внешняя нагрузка считается детерминированной.

1. Уравнение равновесия задачи имеет вид

$$L_0 W(x, y) = q(x, y), \quad L_0 = D_0 \Delta^2 + k(x, y) \tag{1.1}$$

Здесь Δ — оператор Лапласа, D_0 — жесткость плиты, $k(x, y)$ — коэффициент постели основания, в общем случае квазистационарная случайная функция. Введем малый параметр ε и представим $k(x, y)$ в форме

$$k(x, y) = k_0 + \varepsilon k^*(x, y) \tag{1.2}$$

где $k^*(x, y)$ — флуктуация случайной функции $k(x, y)$, которая с помощью известной корреляционной функции — K представляется в виде канонического разложения в области s:

$$k^*(x, y) = \sum_{i=0}^{J} c_i^* \lambda_i^{-1/2} \varphi_i(x, y) \tag{1.3}$$

Здесь c_i^* — гауссовские случайные величины с единичной корреляционной матрицей; φ_i, λ_i — собственные функции и числа интегрального уравнения

$$\varphi_i(x, y) = \lambda_i \iint_s K(x, y, x_2, y_2) \varphi_i(x_2, y_2)\, dx_2\, dy_2 \tag{1.4}$$

Решение (1.1) разыскиваем в следующей форме:

$$W(x, y) = \sum_{i=0}^{3} \varepsilon^i W_i(x, y) \tag{1.5}$$

Подставляя (1.5) и (1.2) в (1.1) и удерживая в асимптотическом разложении четыре члена, получим последовательность уравнений

$$L_0 W = q(x, y), \quad L_0 W_i = -k^*(x, y) W_{i-1} \quad (i = 1, 2, 3) \tag{1.6}$$

Подставляя (1.3) в (1.6) получаем решение (1.1) в виде ряда

$$W(x,y)=\sum_{i=0}^{3}(-1)^i W_i(x,y) \tag{1.7}$$

$$W_0=\int_{-a}^{a}\int_{-b}^{b}G(x,y,x_p,y_p)\,q(x_p,y_p)\,dx_p\,dy_p$$

$$W_1=\sum_{i=0}^{J}c_i{}^*\lambda_i^{-1/2}f_{1i}(x,y),\quad W_2=\sum\sum_{i,j=0}^{J}c_i{}^*c_j{}^*(\lambda_i\lambda_j)^{-1/2}f_{2ij}(x,y)$$

$$W_3=\sum\sum\sum_{i,j,k=0}^{J}c_i{}^*c_j{}^*c_k{}^*(\lambda_i\lambda_j\lambda_k)^{-1/2}f_{3ijk}(x,y)$$

$$f_{1i}(x,y)=\int_{-a}^{a}\int_{-b}^{b}G(x,y,x_p,y_p)\varphi_i(x_p,y_p)W_0(x_p,y_p)\,dx_p\,dy_p$$

$$f_{2i}(x,y)=\int_{-a}^{a}\int_{-b}^{b}G(x,y,x_p,y_p)f_{1i}(x_p,y_p)\varphi_j(x_p,y_p)\,dx_p\,dy_p$$

$$f_{3ijk}(x,y)=\int_{-a}^{a}\int_{-b}^{b}G(x,y,x_p,y_p)f_{2ij}(x_p,y_p)\varphi_k(x_p,y_p)\,dx_p\,dy_p$$

где G — функция Грина рассматриваемой задачи.

Опуская выкладки, связанные с вычислениями четырех начальных и центральных моментов [2], и вычисления через последние асимметрии A и эксцесса E случайной функции (1.7), плотность распределения (1.7) выражаем в виде A — ряда Шарлье

$$p[W(x,y)]=\mu_2^{-1/2}[\psi(\xi)+{}^1/_6A\psi'''(\xi)+{}^1/_{24}E\psi^{IV}(\xi)] \tag{1.8}$$

$$\xi=(W-\langle W\rangle)\mu_2^{-1/2},\quad \psi(\xi)=(2\pi)^{-1/2}\exp(-{}^1/_2\xi^2)$$

где μ_2 — второй центральный момент случайной функции (1.7); $\langle W\rangle$ — математическое ожидание (1.7).

Вероятность нахождения функции (1.7) в интервале $[a_1, b_1]$ вычисляется по формуле

$$p[a_1<W(x,y)<b_1]=\int_{a_1}^{b_1}p[W(x,y)]\,dW \tag{1.9}$$

С помощью аналогичных выкладок получаем оценку типа (1.9) для изгибающего момента. Затем вычисляется вероятность исчерпания несущей способности плиты.

2. Перейдем к построению функции Грина $G(x, y, x_p, y_p)$. Нужно при $q(x, y)=\delta(x-x_p, y-y_p)$ построить решение (1.6) в прямоугольной области s, удовлетворяющее на контуре этой области условиям

$$L_{1,2}(\pm a, y)G(x, y)=0,\quad L_{3,4}(x, \pm b)G(x, y)=0 \tag{2.1}$$

$$L_1(x, y)=\partial^2/\partial x^2+\mu\partial^2/\partial y^2,\quad L_2(x, y)=\partial^3/\partial x^3+(2-\mu)\partial^3/\partial x\partial y$$

$L_{3,4}(x, y)$ получаются из предыдущих выражений заменой $x\rightleftarrows y$.

Введением переменной жесткости $D(x, y)$ с помощью единичной функции Хевисайда θ, рассматриваемая область s расширяется до бесконечности S. Дифференциальное уравнение задачи имеет вид:

$$LG(x, y, x_p, y_p) = \delta(x-x_p, y-y_p) \tag{2.2}$$

$$L = D\Delta^2 + 2\frac{\partial D}{\partial x}\left(\frac{\partial^3}{\partial x^3} + \frac{\partial^3}{\partial x\,\partial y^2}\right) + 2\frac{\partial D}{\partial y}\left(\frac{\partial^3}{\partial y^3} + \frac{\partial^3}{\partial y\,\partial x^2}\right) +$$

$$+\frac{\partial^2 D}{\partial x^2}L_1 + \frac{\partial^2 D}{\partial y^2}L_3 + 2(1-\mu)\frac{\partial^2 D}{\partial x\,\partial y}\frac{\partial^2}{\partial x\,\partial y} + k_0$$

$$D(x, y) = D_0 I_1(x, a) I_2(y, b), \quad I_1(x, a) = \theta(x+a) - \theta(x-a)$$

$$I_2(y, b) = \theta(y+b) - \theta(y-b)$$

где δ — дельта функция Дирака, μ — коэффициент Пуассона, D — жесткость бесконечной плиты, D_0 — жесткость плиты в ограниченной области s.

Применяя к уравнению (2.2) двумерное преобразование Лапласа, интегрированием по частям, получим изображение Лапласа функции G (с целью избежать загромождения формул по мере надобности опускаем координаты точки приложения единичной силы x_p, y_p в аргументе G):

$$G^{**}(p_1, p_2, x_p, y_p) = \Delta_0^{-1}\{D_0^{-1}\exp(-p_1x_p - p_2y_p) -$$

$$-[G_x^{*\prime}(x, p_2)(p_1^2+\mu p_2^2)e^{-p_1x}]_{-a}^{a} - [G_y^{*\prime}(p_1, y)(p_2^2+\mu p_1^2)e^{-p_2y}]_{-b}^{b} -$$

$$-\{G^*(x, p_2)[p_1^2+(2-\mu)p_2^2]p_1e^{-p_1x}\}_{-a}^{a} -$$

$$-\{G^*(p_1, y)[p_2^2+(2-\mu)p_1^2]p_2e^{-p_2y}\}_{-b}^{b} - 2(1-\mu)p_1p_2\{e^{-p_2b}[G(x, b)e^{-p_1x}]_{-a}^{a} -$$

$$-e^{p_2b}[G(x, -b)e^{-p_1x}]_{-a}^{a}\}\} \tag{2.3}$$

$$\Delta_0 = [(p_1^2+p_2^2)^2 + \alpha^4]$$

где $p_1 = \sigma_1 + is_1$, $p_2 = \sigma_2 + is_2$ комплексные переменные, i — мнимая единица, $G^{**}(p_1, p_2)$, $G_x^{*\prime}(x, p_2)$, $G_y^{*\prime}(p_1, y)$, $G^*(x, p_2)$, $G^*(p_1, y)$ — изображение Лапласа функции G и его частных производных, которые выражаются через оригинал G по формулам

$$G^*(x, p_2) = \int_{-\infty}^{\infty} I_2(b, y)G(x, y)e^{-p_2y}\,dy, \quad G_x^{*\prime}(x, p_2) = \int_{-\infty}^{\infty} I_2(b, y)\frac{\partial G(x, y)}{\partial x}e^{-p_2y}\,dy$$

$$G^{**}(p_1, p_2) = \iint_{-\infty}^{\infty} I_1(x, a)I_2(y, b)G(x, y)\exp(-p_1x - p_2y)\,dx\,dy$$

Оригинал (2.3) получаем по формуле Меллина (f_0 — мнимая часть функции Макдональда)

$$G(x, y, x_p, y_p) = \frac{1}{2\pi i}\int_{\sigma_2-i\infty}^{\sigma_2+i\infty} e^{p_2y}\left[\frac{1}{2\pi i}\int_{\sigma_1-i\infty}^{\sigma_1+i\infty} G^{**}(p_1, p_2, x_p, y_p)e^{p_1x}dp_1\right]dp_2 = \sum_{t=0}^{12} G_t \tag{2.4}$$

$$G_0 = \frac{1}{(2\pi i)^2}\int_{\sigma_2-i\infty}^{\sigma_2+i\infty} e^{p_2(y-y_p)}\int_{\sigma_1-i\infty}^{\sigma_1+i\infty}\Delta_0^{-1}(p_1, p_2, \alpha)e^{p_1(x-x_p)}dp_1\,dp_2 =$$

$$= -(4D_0\alpha^2)^{-1}f_0\{\alpha[(x-x_p)^2+(y-y_p)^2]^{1/2}\} \tag{2.5}$$

$$G_1=-\frac{1}{2\pi i}\int\limits_{\sigma_2-i\infty}^{\sigma_2+i\infty}\left[\frac{1}{2\pi i}\int\limits_{\sigma_1-i\infty}^{\sigma_1+i\infty}F(p_1,p_2)e^{p_1(x-a)}dp_1\right]G_x{}^{*\prime}(a,p_2)e^{p_2y}\,dp_2=$$

$$=-\frac{1}{2\pi i}\int\limits_{\sigma_2-i\infty}^{\sigma_2+i\infty}\frac{1}{2i\alpha^2}\left\{\frac{p_2^2(\mu-1)+i\alpha^2}{(p_2^2-i\alpha^2)^{1/2}}\sin(x-a)\,(p_2^2-i\alpha^2)^{1/2}-\right.$$

$$\left.-\frac{p_2^2(\mu-1)-i\alpha^2}{(p_2^2+i\alpha^2)}\sin(x-a)\,(p_2^2+i\alpha^2)^{1/2}\right\}e^{p_2y}G_x{}^{*\prime}(a,p_2)\,dp_2 \qquad (2.6)$$

$$F(p_1,\ p_2)=(p_1^2+\mu p_2^2)\Delta_0^{-1};\quad \alpha=(k_0/D_0)^{1/4}$$

$$p_{1\nu}=(4\alpha^4)^{1/4}[\cos 0{,}25\pi(1+2\nu)+i\sin 0{,}25\pi(1+2\nu)]$$

где $\nu=\overline{0,3}$ — изолированные особые точки функции $F(p_1,p_2)$.

Представим изображение $G_x{}^{*\prime}$ в виде следующего разложения:

$$G_x{}^{*\prime}(a,p_2)=\sum_{n=1}^{N}X_{1n}\psi_n[p_2^2+\psi_n^2]^{-1}e^{-p_2b},\quad \psi_n=\frac{n\pi}{2b} \qquad (2.7)$$

Подставляя (2.7) в (2.6) и учитывая, что полученная подынтегральная функция имеет четыре особые точки, причем в двух из них имеет устранимую особенность, по теореме Коши получаем

$$G_1=\alpha^{-2}\sum_{n=1}^{N}X_{1n}\sin\psi_n(y+b)\lambda_n[\beta_{*n}\,\mathrm{ch}\,\beta_n(x-a)\sin\gamma_n(x-a)-$$

$$-\gamma_{*n}\,\mathrm{sh}\,\beta_n(x-a)\cos\gamma_n(x-a)]$$

$$\beta_n,\ \gamma_n=\{[(\psi_n^4+\alpha^4)^{1/2}\pm\psi_n^2]/2\}^{1/2},\quad \beta_{*n}=\psi_n^2\beta_n(\mu-1)-\gamma_n\alpha^2 \qquad (2.8)$$

$$\gamma_{*n}=\alpha^2\beta_n+\psi_n^2\gamma_n(\mu-1)$$

Аналогичным образом вычисляется G_t $(t=\overline{2,12})$. Подставляя полученные G_t $(t=\overline{0,12})$ в (2.8), получим оригинал функции Грина в виде

$$G(x,y,x_p,y_p)=-(4D_0\alpha^2)^{-1}f_0[\alpha((x-x_p)^2+(y-y_p)^2)^{1/2}]+$$

$$+\frac{1}{\alpha^2}\sum_{n=1}^{N}\{\lambda_n(X_{1n}\Pi_{1n}(x_+-a)-X_{2n}\Pi_{1n}(x_-+a)]-$$

$$-[X_{3n}\Pi_{2n}(x_+-a)-X_{4n}\Pi_{2n}(x_-+a)]\}\sin\psi_n(y+b)+$$

$$+\frac{1}{\alpha^2}\sum_{m=1}^{M}\{\lambda_{0m}[X_{5m}\Pi_{01m}(y_+-b)-X_{6m}\Pi_{01m}(y_-+b)]-$$

$$-[X_{7m}\Pi_{02m}(y_+-b)-X_{8m}\Pi_{02m}(y_-+b)]\}\sin\varphi_m(x+a)+$$

$$+{}^1/_2\{{}^1/_2G(a,b)(y+b)/b+G(a,-b)[1-{}^1/_2(y+b)/b]\}(x+a)/a+$$

$$+{}^1/_2\{{}^1/_2G(-a,b)(y+b)/b+G(-a,-b)[1-{}^1/_2(y+b)/b]\}[2-(x+a)/a] \qquad (2.9)$$

$$\Phi_{1n}(x\pm a)=\mathrm{sh}\,\beta_n(x\pm a)\cos\gamma_n(x\pm a),\quad \Phi_{3n}(x\pm a)=\mathrm{ch}\,\beta_n(x\pm a)\sin\gamma_n(x\pm a)$$

$$\Phi_{2n}(x\pm a)=\mathrm{ch}\,\beta_n(x\pm a)\cos\gamma_n(x\pm a),\quad \Phi_{4n}(x\pm a)=\mathrm{sh}\,\beta_n(x\pm a)\sin\gamma_n(x\pm a)$$

$$\Pi_{1n}(x\pm a)=\beta_{*n}\Phi_{3n}(x\pm a)-\gamma_{*n}\Phi_{1n}(x\pm a),$$
$$\Pi_{2n}(x\pm a)=v_n\Phi_{4n}(x\pm a)+\alpha^2\Phi_{2n}(x\pm a)$$
$$v_n^2=\psi_n^2(\mu-1),\quad \lambda_n=(\psi_n^4+\alpha^4)^{-1/2} \tag{2.10}$$

Для величин, входящих в (2.9) и имеющих индекс m, справедливы формулы, аналогичные (2.10).

Подставив (2.9) в граничные условия (2.1) получим систему алгебраических уравнений относительно неизвестных коэффициентов $X_{\nu n}$ ($\nu=\overline{1,4}$); X_{km} ($k=\overline{5,8}$). Обозначая матрицу коэффициентов полученной системы — $[A]$, обратную к $[A]$ матрицу — $[B]$, правую часть $\mathbb{P}(x_p, y_p)=|P_{11}P_{12}\ldots P_{1N}\ldots P_{81}, P_{82}\ldots P_{8M}|^T$, получим искомые коэффициенты разложения $\mathbb{X}(x_p, y_p)=|X_{11}X_{12}\ldots X_{1N}\ldots X_{81}X_{82}\ldots X_{8M}|^T$ в виде следующего вектора функции координат x_p, y_p:

$$\mathbb{X}(x_p,y_p)=[B]\mathbb{P}(x_p,y_p),\ X_{jk}(x_p,y_p)=\sum_{i=1}^{8M} b_{jik}P_{ik}(x_p,y_p)\quad (j=\overline{1,8},\ k=\overline{1,M})$$

где b_{ik} элементы матрицы $[B]$.

Приводимые выкладки существенно упрощаются, если $q=\delta(x-x_p, y-y_p)$ представить в виде конечного разложения в области s по тем же базисным функциям (что аналогично рациональному выбору основной системы в строительной механике). С целью наглядности для этого случая функцию Грина приводим в первом приближении (начало координат перемещен левый нижный угол плиты, индексы m, $n=1$ в φ, ψ, X, Π упущены)

$$G(x,y,x_p,y_p)=G_{0*}(x-x_p,y-y_p)_+ +G_*(x,y,x_p,y_p)=$$
$$=\rho(x,y)\sin\varphi x_p\sin\psi y_p+\{[X_3{}^*\Pi_3{}^*(y)+X_4{}^*\Pi_4{}^*(y)]\sin\varphi x+$$
$$+[X_1{}^*\Pi_1{}^*(x)+X_2{}^*\Pi_2{}^*(x)]\sin\psi y+X_5{}^*\Pi_1{}^*(x)\Pi_3{}^*(y)\} \tag{2.11}$$

при $x_p,\ y_p\in s\Rightarrow X_j{}^*=\{(b_{j2}P_2+b_{j4}P_4+b_{j5}P_5)\sin\varphi x_p\sin\psi y_p+b_{5j}[1+U_1(x_p,y_p)]\}$

при $x_p=2a,\ y_p\in[0,2b]\Rightarrow X_j{}^*=\{b_{j2}\sin\psi y_p+b_{j5}[1+U_2(x_p,y_p)]\},\ G_{0*}\equiv 0$

при $y_p=2b,\ x_p\in[0,2a]\Rightarrow X_j{}^*=\{b_{j4}\sin\varphi x_p+b_{j5}[1+U_3(x_p,y_p)]\},\ G_{0*}\equiv 0$

$$\rho(x,y)=\sin\varphi x\sin\psi y/[D_0ab(\Delta_*^2+\alpha^4),\quad \Delta_*=\varphi^2+\psi^2$$

$$P_2=-\int_0^{2b}L_2[\rho(x,y)]\sin\psi y\,dy|_{x=2a},\quad P_4=-\int_0^{2a}L_4[\rho(x,y)]\sin\varphi x\,dx|_{y=2b}$$

$$P_5=-k_0\int_0^{2a}\int_0^{2b}\rho(x,y)\,dx\,dy,\quad [A]=\begin{bmatrix} & \vdots & \\ \ldots & a_{kj} & \ldots \\ & \vdots & \end{bmatrix},\quad k,j=\overline{1,5}$$

$$a_{kj}=\int_0^{2b}L_k[G_*(x,y,X_j{}^*)]\sin\psi y\,dy|_{x=2a}\quad (k=1,2)$$

$$a_{ij}=\int_0^{2a}L_i[G_*(x,y,X_j{}^*)]\sin\varphi x\,dx|_{y=2b}\quad (i=3,4)$$

$$a_{5j}=\int_0^{2a}\int_0^{2b}k_0G_*(x,y,X_j{}^*)\,dx\,dy\quad (j=\overline{1,5})$$

$$U_k(x_p, y_p)=R_{k0}+R_{k1}-R_{k2}-R_{k3} \quad (k=\overline{1,\ 3})$$

$$R_{kl}(x_p, y_p)=-2(1-\mu)D_0\{\rho_0(x, y)\sin\varphi x_p \sin\psi y_p+$$
$$+\{[X_{k3}{}^*\Pi_3{}^{*\prime}(y)+X_{k4}{}^*\Pi_4{}^{*\prime}(y)]\varphi\cos\varphi x+[X_{k1}{}^*\Pi_1{}^{*\prime}(x)+$$
$$+X_{k2}{}^*\Pi_2{}^{*\prime}(x)]\psi\cos\psi y+X_{k5}{}^*\Pi_3{}^{*\prime}(y)\Pi_1{}^{*\prime}(x)\}\} \quad (k=\overline{1,\ 3})$$

$$l=0,3 \text{ при } x=0,\ y=0,2b; \quad l=1,2 \text{ при } x=2a, \quad y=2b,0$$

$$\rho_0(x, y)=\varphi\psi\cos\varphi x\cos\psi y/[D_0ab(\Delta_*{}^2+\alpha^4)]$$

$$\text{при } x_p,\ y_p\in s\Rightarrow k=1,\ X_{1j}{}^*=\{(b_{j2}P_2+b_{j4}P_4+b_{j5}P_5)\sin\varphi x_p\sin\psi y_p+b_{5j}\}$$

$$\text{при } x_p=2a,\ y_p\in[0, 2b]\Rightarrow k=2,\ X_{2j}{}^*=\{b_{j2}\sin\psi y_p+b_{j5}\},\ \rho_0\equiv 0$$

$$y_p=2b,\ x_p\in[0,2a]\Rightarrow k=3,\ X_{3j}{}^*=\{b_{j4}\sin\varphi x_p+b_{j5}\},\ \rho_0\equiv 0$$

$$\Pi_{1n}{}^*(x)=\Phi_{2n}(x)+(\psi_n/\alpha)^2(\mu-1)\Phi_{4n}(x)$$

$$\Pi_{2n}{}^*(x)=-\alpha^{-2}\lambda_n[\beta_{*n}\Phi_{3n}(x)-\gamma_{*n}\Phi_{1n}(x)]$$

$$\Pi_{3m}{}^*(y)=\Phi_{2m}(y)+(\varphi_m/\alpha)^2(\mu-1)\Phi_{4m}(y)$$

$$\Pi_{4m}{}^*(y)=-\alpha^{-2}\lambda_{cm}[\xi_{*m}\Phi_{3m}(y)-\eta_{*m}\Phi_{1m}(y)]$$

$$\Pi_{1n}{}^{*\prime}(x)=\alpha^{-2}[(v_n{}^2\beta_n-\alpha^2\gamma_n)\Phi_{3n}(x)+(v_n{}^2\gamma_n+\alpha^2\beta_n)\Phi_{1n}(x)]$$

$$\Pi_{2n}{}^{*\prime}(x)=-\alpha^{-2}\lambda_n[(\beta_{*n}\beta_n+\gamma_{*n}\gamma_n)\Phi_{4n}(x)+(\beta_{*n}\gamma_n-\gamma_{*n}\beta_n)\Phi_{2n}(x)]$$

$$\Pi_{3m}{}^{*\prime}(y)=\alpha^{-2}[(u_m{}^2\xi_m-\alpha^2\eta_m)\Phi_{3m}(y)+(u_m{}^2\eta_m+\alpha^2\xi_m)\Phi_{1m}(y)]$$

$$\Pi_{4m}{}^{*\prime}(y)=-\alpha^{-2}\lambda_{om}[(\xi_{*m}\xi_m+\eta_{*m}\eta_m)\Phi_{4m}(y)+(\xi_{*m}\eta_m-\eta_{*m}\xi_m)\Phi_{2m}(y)]$$

$$\xi_m,\ \eta_m=\{[(\varphi_m{}^4+\alpha^4)^{1/2}\pm\varphi_m{}^2]/2\}^{1/2},\quad \lambda_{om}=(\varphi_m{}^4+\alpha^4)^{1/2},\quad u_m{}^2=\varphi_m{}^2(\mu-1)$$

$$\xi_{*m}=(\mu-1)\varphi_m{}^2\xi_m-\alpha^2\eta_m,\quad \eta_{*m}=(\mu-1)\varphi_m{}^2\eta_m+\alpha^2\xi_m,\quad m,\ n=1$$

Решение (2.9) получено в виде функции от начальных параметров. Поэтому независимо от размеров расширенной области S ($s+\Gamma_s\leqslant S\leqslant\infty$) и представления G_0 в S порядок граничных уравнений всегда будет в два раза меньше порядка уравнения (1.6).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Соболев Д. Н., Фаянс Б. Л., Шейнин В. И.* К расчету плит на статистически неоднородном основании Строит. механика и расчет сооружений. 1968. № 3. С. 24–26.
2. *Соболев Д. Н., Юсупов А. К.* Изгиб балки на нелинейном статически неоднородном основании Строит. механика и расчет сооружений. 1975. № 5. С. 29–33.

Москва

Поступила в редакцию
12.XII.1989