УДК 539.3

ОПРЕДЕЛЕНИЕ НАПРЯЖЕНИЙ В СКРУЧИВАЕМОМ БРУСЕ КРУГОВОГО КОЛЬЦЕВОГО СЕЧЕНИЯ С ДВУМЯ РАЗРЕЗАМИ

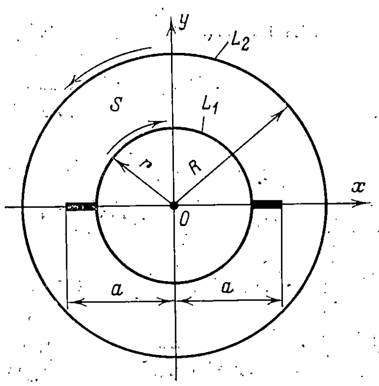
КУЛИЕВ С. А.

Изучению проблемы концентрации напряжений в скручиваемых брусьях различных поперечных сечений, ослабленных прямолинейными разрезами, посвящено значительное количество работ отечественных и зарубежных ученых. Это связано с актуальностью проблемы в научном и практическом отношении и одновременно ее трудностью, особенно при нахождении эффективного решения, доступного качественному и количественному анализу.

К настоящему времени хорошо изучены и практически применимы лишь решения указанного ряда задач для деталей относительно простой формы. Важные аспекты этой проблемы рассмотрены в [1–5] и других.

Рассмотрим задачу кручения круглого, кольцевого бруса с двумя симметрично расположенными прямолинейными разрезами (фигура).

Обозначим через S поперечное сечение тела, расположенного в плоскости $z=x+iy$. Его границу, состоящую из двух окружностей и прилегающих к внутренней окружности двух разрезов, расположенных по прямой, принимаемой за ось абсцисс,– соответственно через L_1 и L_2, радиус внутренней окружности – через r, а радиус наружной окружности L_2 – через R.



Пусть $\pm a$ – координаты конечной точки разреза. Начало декартовой системы координат совместим с центром сечения S. Обход L_1 и L_2 будем считать происходящим в положительном направлении относительно области S.

Для определения искомой, регулярной в области S комплексной функции кручения $\varphi_1(z)$ имеем следующие граничные условия [4]:

$$\varphi_1(t)+\overline{\varphi_1(t)}=t\bar{t}+C_1 \quad \text{на} \quad L_1 \tag{1}$$
$$\varphi_1(t)+\overline{\varphi_1(t)}=t\bar{t}+C_2 \quad \text{на} \quad L_2$$

Здесь t – аффикс точки кривой L_1 и L_2; C_1 и C_2 – некоторые постоянные. Одну из них, например C_1, можно взять равной нулю.

Введем на внешней окружности L_2 вспомогательную неизвестную чисто мнимую функцию $\omega(t)$ согласно условию:

$$\varphi_1(t)-\overline{\varphi_1(t)}=2\omega(t) \quad \text{на} \quad L_2 \tag{2}$$

Сложив почленно равенства (1) и (2), получим соотношение $\varphi_1(t)=\omega(t)+C_2$ на L_2. Используя далее свойства интегралов типа Коши, перепишем его в следующем виде:

$$\varphi_1(t_0)-\frac{1}{2\pi i}\int\limits_{\substack{L_2\\ z\to t_0\\ \text{изнутри } L_2}}\frac{\omega(t_2)}{t_2-z}dt_2-C_2=-\frac{1}{2\pi i}\int\limits_{\substack{L_2\\ z\to t_0\\ \text{извне } L_2}}\frac{\omega(t_2)}{t_2-z}dt_2 \tag{3}$$

Введем в исходной области S новую регулярную в ней функцию $\varphi(z)$ согласно условию:

$$\varphi(z)=\varphi_1(z)-\frac{1}{2\pi i}\int\limits_{L_2}\frac{\omega(t_2)}{t_2-z}dt_2-C_2 \tag{4}$$

Функция $\varphi(z)$ в силу правой части соотношения (3) аналитически продолжима вне L_2; значит, она регулярна всюду вне L_1 и обращается в нуль на бесконечности. Из условия (4) имеем в области S:

$$\varphi_1(z)=\varphi(z)+\frac{1}{2\pi i}\int\limits_{L_2}\frac{\omega(t_2)}{t_2-z}dt_2+C_2 \tag{5}$$

Равенство, сопряженное с граничным значением (5) на L_1, принимает вид (t – аффикс контура L_1):

$$\overline{\varphi_1(t)}=\overline{\varphi(t)}-\frac{1}{2\pi i}\int\limits_{L_2}\frac{\overline{\omega(t_2)}}{\bar{t}_2-\bar{t}}d\bar{t}_2+C_2 \tag{6}$$

На окружности L_2 имеем $t\bar{t}=R^2$. Так как функция $\omega(t_2)$ чисто мнимая, то $\bar{\omega}(t_2)=-\overline{\omega(t_2)}$. Кроме того, на контуре L_2 имеем $d\bar{t}_2=-(R^2/t_2^2)dt_2$, $d\bar{t}_2/(\bar{t}_2-\bar{t})=-R^2dt_2/(t_2^2(R^2/t_2-t))=-dt_2/(t_2(1-t_2\bar{t}/R^2))$.

Учитывая эти соотношения, придадим условию (6) следующий вид:

$$\overline{\varphi_1(t)}=\overline{\varphi(t)}+\frac{1}{2\pi i}\int\limits_{L_2}\frac{\overline{\omega(t_2)}}{t_2(1-t_2\bar{t}/R^2)}dt_2+C_2 \qquad (7)$$

Поскольку $|t_2\bar{t}/R^2|<1$, справедливо разложение

$$\left[1-\frac{t_2\bar{t}}{R^2}\right]^{-1}=\sum_{k=0}^{\infty}\frac{t_2{}^k(\bar{t})^k}{R^{2k}}$$

тогда формулу (7) можно записать

$$\overline{\varphi_1(t)}=\overline{\varphi(t)}+\sum_{k=0}^{\infty}\left(\frac{\bar{t}}{R}\right)^k\frac{1}{2\pi iR^k}\int\limits_{L_2}\overline{\omega(t_2)}\,t_2^{k-1}\,dt_2+C_2 \qquad (8)$$

Введя далее обозначение

$$\bar{\alpha}_k=\frac{1}{2\pi iR^k}\int\limits_{L_2}\overline{\omega(t_2)}\,t_2^{k-1}\,dt_2 \qquad (9)$$

запишем выражение (8) и сопряженное с ним в следующем виде

$$\overline{\varphi_1(t)}=\overline{\varphi(t)}+\sum_{k=0}^{\infty}\left(\frac{\bar{t}}{R}\right)^k\bar{\alpha}_k+C_2$$

$$\varphi_1(t)=\varphi(t)+\sum_{k=0}^{\infty}\left(\frac{t}{R}\right)^k\alpha_k+C_2 \quad \text{на} \quad L_1$$

Учитывая два последних равенства, запишем граничное условие (1):

$$\varphi(t)+\overline{\varphi(t)}=t\bar{t}-\sum_{k=0}^{\infty}\left[\alpha_k\left(\frac{t}{R}\right)^k+\bar{\alpha}_k\left(\frac{\bar{t}}{R}\right)^k\right]+C_2 \quad \text{на} \quad L_1 \qquad (10)$$

Отображающая функция внешности контура L_1 на внешности единичной окружности в плоскости ξ имеет следующий вид [6]:

$$z=g(\xi)=r\left[\frac{\alpha}{2}\left(\xi+\frac{1}{\xi}\right)+\sqrt{\frac{\alpha^2}{4}\left(\xi+\frac{1}{\xi}\right)^2-1}\right] \qquad (11)$$

Далее в области S положим $\varphi(z)=\varphi[g(\xi)]=\chi(\xi)$, где $\chi(\xi)$ – регулярная функция вне единичной окружности в плоскости переменной ξ.

Введем обозначения τ для аффикса точки единичной окружности. Таким образом получим

$$\varphi(t)+\overline{\varphi(t)}=\chi(\tau)+\overline{\chi(\tau)} \quad \text{на} \quad L_1 \qquad (12)$$

На единичной окружности в плоскости ξ представим $t=g(\tau)$ в виде ряда:

$$t=R\sum_{n=-1}^{\infty}\gamma_n\tau^{-n} \qquad (13)$$

Тогда

$$\left(\frac{t}{R}\right)^k=\gamma_{-1}{}^k\tau^k\sum_{n=0}^{\infty}\delta_n^{(k)}\tau^{-n}, \qquad \delta_n=\frac{\gamma_{n-1}}{\gamma_{-1}},$$

$$\left(\frac{\bar{t}}{R}\right)^k=\gamma_{-1}{}^k\tau^{-k}\sum_{n=0}^{\infty}\delta_n^{(k)}\tau^n, \qquad \delta_0=1 \qquad (14)$$

После некоторых преобразований отображающая функция (11) может быть приведена к виду

$$t=\frac{r_\alpha}{2}\left(\tau+\frac{1}{\tau}\right)\left[1+\sum_{\nu=0}^{\infty}(-1)^\nu C_{1/2}{}^\nu\left(\frac{\alpha}{2}\right)^{-\nu}\sum_{k=2\nu}^{\infty}{}^{*}C_{-2\nu}^{(k-2\nu)/2}\tau^{-k}\right] \qquad (15)$$

Сравнивая коэффициенты при одинаковых степенях в выражениях (13) и (15), найдем все значения γ_n; $\delta_n^{(k)}$ определяются последовательно из рекуррентных формул (заметим, что при рассмотрении числового примера в рядах (20) и (22) были сохранены первые шесть членов). Здесь $\delta_{n_1}^{(1)}=\delta_n$:

$$\delta_n^{(k)}=\sum_{n_1=0}^{n}\delta_{n_1}^{(1)}\delta_{n-n_1}^{(k-1)} \qquad (k=2;3;\ldots\ n=0;1;\ldots)$$

Учитывая разложения (10), (12)–(14), граничное условие на L_1 приведем к виду

$$\varphi(t)+\overline{\varphi(t)}=\chi(\tau)+\overline{\chi(\tau)}=R^2\sum_{n=-1}^{\infty}\gamma_n\tau^{-n}\sum_{n=-1}^{\infty}\gamma_n\tau^n-$$

$$-\sum_{k=0}^{\infty}\left[\alpha_k\gamma_{-1}^k\tau^k\sum_{n=0}^{\infty}\delta_n^{(k)}\tau^{-n}+\overline{\alpha}_k\gamma_{-1}^k\tau^{-k}\sum_{n=0}^{\infty}\delta_n^{(k)}\tau^n\right]-2C_2 \tag{16}$$

Регулярная функция $\chi(\xi)$ на единичной окружности представима так:

$$\chi(\tau)=\sum_{\nu=0}^{\infty}\beta_\nu\tau^{-\nu}, \qquad \overline{\chi(\tau)}=\sum_{\nu=0}^{\infty}\overline{\beta}_\nu\tau^\nu$$

$$\chi(\tau)+\overline{\chi(\tau)}=\sum_{\nu=0}^{\infty}\beta_\nu\tau^{-\nu}+\sum_{\nu=0}^{\infty}\overline{\beta}_\nu\tau^\nu \quad \text{на} \quad L_1 \tag{17}$$

Учитывая выражение (17), запишем граничное условие (16):

$$\sum_{\nu=0}^{\infty}\beta_\nu\tau^{-\nu}+\sum_{\nu=0}^{\infty}\overline{\beta}_\nu\tau^\nu=R^2\sum_{n=-1}^{\infty}\gamma_n\tau^{-n}\sum_{n=-1}^{\infty}\gamma_n\tau^n-2C_2-$$

$$-\sum_{k=0}^{\infty}\left[\alpha_k\gamma_{-1}^k\tau^k\sum_{n=0}^{\infty}\delta_n^{(k)}\tau^{-n}+\overline{\alpha}_k\gamma_{-1}^k\tau^{-k}\sum_{n=0}^{\infty}\delta_n^{(k)}\tau^n\right] \quad \text{на} \quad L_1 \tag{18}$$

Первое слагаемое в правой части выражения (18) преобразуется следующим образом:

$$\sum_{n=-1}^{\infty}\gamma_n\tau^{-n}\sum_{n=-1}^{\infty}\gamma_n\tau^n=\sum_{n=1}^{\infty}\tau^{-n}\sum_{k=n}^{\infty}\gamma_{k-n-1}\gamma_{k-1}+$$

$$+\sum_{n=1}^{\infty}\tau^n\sum_{k=n}^{\infty}\tau^n\gamma_{k-1}\gamma_{k-n-1}+\sum_{n=-1}^{\infty}\gamma_n^2 \tag{19}$$

Аналогично преобразуем второе и третье слагаемые, входящие в правую часть выражения (18):

$$\sum_{k=0}^{\infty}\alpha_k\gamma_{-1}^k\tau^k\sum_{n=0}^{\infty}\delta_n^{(k)}\tau^{-n}=\sum_{k=1}^{\infty}\tau^k\sum_{n=k}^{\infty}\alpha_n\gamma_{-1}^n\delta_{n-k}^{(n)}+\sum_{k=0}^{\infty}\tau^{-k}\sum_{n=0}^{\infty}\alpha_n\gamma_{-1}^n\delta_{n+k}^{(n)}$$

$$\sum_{k=0}^{\infty}\overline{\alpha}_k\gamma_{-1}^k\tau^{-k}\sum_{n=0}^{\infty}\delta_n^{(k)}\tau^n=\sum_{k=1}^{\infty}\tau^{-k}\sum_{n=k}^{\infty}\overline{\alpha}_n\delta_{n-k}^{(n)}\gamma_{-1}^n+\sum_{k=0}^{\infty}\tau^k\sum_{n=0}^{\infty}\overline{\alpha}_n\gamma_{-1}^n\delta_{n+k}^{(n)} \tag{20}$$

Учитывая равенства (19), (20) в граничном условии (18) и сравнивая в нем коэффициенты при одинаковых степенях τ, получим

$$\overline{\beta}_\nu=R^2\sum_{n=\nu}^{\infty}\gamma_{n-\nu-1}\gamma_{n-1}-\sum_{n=\nu}^{\infty}\alpha_n\gamma_{-1}^n\delta_{n-\nu}^{(n)}-\sum_{n=0}^{\infty}\overline{\alpha}_n\gamma_{-1}^n\delta_{n+\nu}^{(n)} \tag{21}$$

$$\beta_\nu=R^2\sum_{n=\nu}^{\infty}\gamma_{n-1}\gamma_{n-\nu-1}-\sum_{n=0}^{\infty}\alpha_n\gamma_{-1}^n\delta_{n+\nu}^{(n)}-\sum_{n=\nu}^{\infty}\overline{\alpha}_n\gamma_{-1}^n\delta_{n-\nu}^{(n)}$$

Для уравнения при нулевой степени τ имеем

$$-2C_2+R^2\sum_{n=-1}^{\infty}\gamma_n^2-\sum_{n=0}^{\infty}\gamma_{-1}^n\alpha_n\delta_n^{(n)}-\sum_{n=0}^{\infty}\gamma_{-1}^n\bar{\alpha}_n\delta_n^{(n)}=\beta_0+\bar{\beta}_0 \tag{22}$$

Теперь преобразуем граничное условие на L_2. На этом контуре справедливо разложение для $\omega(t_2)$ и сопряженное с ним

$$\omega(t_2)=\sum_{n=0}^{\infty}d_n\left(\frac{t_2}{R}\right)^n+\sum_{n=1}^{\infty}D_n\left(\frac{R}{t_2}\right)^n,$$

$$\overline{\omega(t_2)}=\sum_{n=0}^{\infty}\bar{d}_n\left(\frac{R}{t_2}\right)^n+\sum_{n=1}^{\infty}\bar{D}_n\left(\frac{t_2}{R}\right)^n \tag{23}$$

Так как $\omega(t_2)=\overline{\omega(t_2)}$, то из (23) получаем $\bar{d}_n=D_n$. Подставляя значения $\omega(t_2)$ и $\overline{\omega(t_2)}$ в граничное условие (3) на L_2 и учитывая (5), имеем

$$\varphi(t_2)-\overline{\varphi(t_2)}=\sum_{n=0}^{\infty}d_n\left(\frac{t_2}{R}\right)^n+\sum_{n=1}^{\infty}D_n\left(\frac{R}{t_2}\right)^n \tag{24}$$

Функция $\varphi(z)$, регулярная всюду вне контура L_1 (а значит, и на контуре L_2), представима вне единичной окружности в плоскости ξ в следующем виде:

$$\varphi(z)=\sum_{\nu=0}^{\infty}\beta_\nu\tau^{-\nu}=\sum_{\nu=0}^{\infty}\beta_\gamma\left[\frac{1}{2\alpha}\left(\frac{z}{r}+\frac{r}{z}\right)+\sqrt{\frac{1}{4\alpha^2}\left(\frac{z}{r}+\frac{r}{z}\right)-1}\right]^{-\nu} \tag{25}$$

После некоторых математических преобразований выражение (25) приводится к следующему выражению:

$$\varphi(z)=\sum_{n=0}^{\infty}\left(\frac{r}{z}\right)^n\sum_{i=n-E(n/2)}^{n}{}^{*}S_{n-i}A_l(i),\qquad A_l(i)=\sum_{l=i-E(i/2)}^{i}{}^{*}\beta_l C^{(i-l)/2}(\alpha)^l$$

$$\alpha=(a^2+r^2)/(2ar)$$

$$H_m^{(\nu)}=\sum_{k=0}^{m}{}^{*}H_k^{(1)}H_{m-k}^{(\nu-1)},\qquad H_k^{(1)}=H_m(\alpha)$$

$$H_m(\alpha)=\sum_{n=0}^{m/2}{}^{*}(-1)^n\varepsilon C_{1/2}^{\,n}(2\alpha)^{2n}C_{-2n}^{(m-2n)/2};\qquad \varepsilon=\begin{cases}1/2 & \text{при } n=0\\ 1 & \text{при } n\neq 0\end{cases}$$

Величины S_j определяются из условия $S_j+\sum{}^{*}S_{j-n}q_n=0$, $q_n=\dfrac{H_m^{(\nu)}}{H_0^{(\nu)}}$, $n=\overline{1,\ j}$.

Звездочки означают, что индекс суммирования при переходе к следующему слагаемому, увеличивается на два.

Подставляя граничные значения функции $\varphi(z)$ в (24) и учитывая, что на контуре L_2 справедливо равенство $t_2\bar{t}_2=R^2$, получим

$$\varphi(t_2)-\overline{\varphi(t_2)}=\sum_{n=0}^{\infty}\left(\frac{r}{t_2}\right)^n\sum_{i=n-E(n/2)}^{n}{}^{*}S_{n-i}A_l(i)-$$

$$-\sum_{n=0}^{\infty}\left(\frac{t_2}{R}\right)^n\left(\frac{r}{R}\right)^n\sum_{i=n-E(n/2)}^{n}{}^{*}S_{n-i}\bar{A}_l(i)=$$

$$=\sum_{n=0}^{\infty}d_n\left(\frac{t_2}{R}\right)^n+\sum_{n=1}^{\infty}D_n\left(\frac{R}{t_2}\right)^n\quad\text{на}\quad L_2$$

Таблица 1

	I	II	III
β_2/R^2	$0{,}98230\cdot10^{-2}$	$0{,}0384850$	$0{,}96282\cdot10^{-2}$
β_4/R^2	$0{,}88279\cdot10^{-2}$	$0{,}0309245$	$0{,}90410\cdot10^{-2}$
β_6/R^2	$0{,}80448\cdot10^{-2}$	$0{,}0232456$	$0{,}84956\cdot10^{-2}$
β_8/R^2	$0{,}70434\cdot10^{-2}$	$0{,}01456$	$0{,}78158\cdot10^{-2}$
β_{10}/R^2	$0{,}58269\cdot10^{-2}$	$0{,}007183$	$0{,}72167\cdot10^{-2}$
d_2/R^2	$-0{,}25382\cdot10^{-2}$	$-0{,}0107522$	$-0{,}56132\cdot10^{-2}$
d_4/R^2	$-0{,}6321\cdot10^{-3}$	$-0{,}0030458$	$-0{,}251993\cdot10^{-2}$
d_6/R^2	$-0{,}1701\cdot10^{-3}$	$-0{,}9951\cdot10^{-3}$	$-0{,}13085\cdot10^{-2}$
d_8/R^2	$-0{,}47062\cdot10^{-4}$	$-0{,}3412\cdot10^{-3}$	$-0{,}62516\cdot10^{-3}$
d_{10}/R^2	$-0{,}13416\cdot10^{-4}$	$0{,}1275\cdot10^{-3}$	$-0{,}33584\cdot10^{-3}$

Таблица 2

z/R	$\tau_{xz}/\mu\tau R$			$\tau_{yz}/\mu\tau R$		
	I	II	III	I	II	III
0,61	—	—	—	0,76	—	—
1,0	—	—	—	1,02	1,08	1,07
$0{,}5i$	−0,492	−0,52	−0,59	—	—	—
$1{,}0i$	−0,994	−0,98	0,989	—	—	—
0,71	—	—	—	—	0,83	—
0,81	—	—	—	—	—	0,97

Сравнивая в последнем равенстве коэффициенты при одинаковых степенях R/t_2, будем иметь

$$\left(\frac{r}{R}\right)^n \sum_{i=n-E(n/2)}^{n}{}^{*} S_{n-i}A_l(i) = -\bar{d}_n, \qquad \left(\frac{r}{R}\right)^n \sum_{i=n-E(n/2)}^{n}{}^{*} S_{n-i}\bar{A}_l(i) = -d_n \quad (26)$$

К этим уравнениям следует присоединить уравнения для свободных членов (они отвечают нулевой степени переменной t): $\beta_0-\bar{\beta}_0=\alpha_0$. В системах (25) учтены соотношения $\alpha_n=\alpha_n=-\bar{D}_n$, полученные в силу равенств (9) и (23).

Таким образом, задача сводится к решению совокупности четырех бесконечных систем линейных алгебраических уравнений (21), (26) относительно неизвестных β_k, $\bar{\beta}_k$, α_k и $\bar{\alpha}_k$.

Для каждого из заданных относительных размеров сечения в соответствующих системах сохраняются несколько первых уравнений; по их совместному решению определяются неизвестные коэффициенты β_k, $\bar{\beta}_k$, α_k и $\bar{\alpha}_k$. Постоянная C_2 определяется из (22).

При анализе названных систем уравнений установлено, что коэффициенты β_k, $\bar{\beta}_k$, α_k и $\bar{\alpha}_k$ отличны от нуля только при четных значениях индексов. При этом установлено, что $\beta_k=\bar{\beta}_k$ и $\alpha_k=\bar{\alpha}_k$, т. е. эти коэффициенты являются вещественными величинами. Следовательно, системы (21) тождественны между собой. Также тождественны и системы уравнений (26) и (43). Поэтому вместо четырех систем бесконечных линейных алгебраических уравнений (21), (26) достаточно взять две.

Затем из (5) можно определить регулярную в области S функцию $\varphi_1(z)$ и по известным [8] указываемым ниже формулам вычислить компоненты касательных напряжений τ_{xz} и τ_{yz}:

$$\tau_{xz}-i\tau_{yz}=i\mu\tau[\varphi_1'(z)-z'] \quad (27)$$

Для иллюстрации полученных решений рассмотрены три числовых примера при относительных размерах сечения: I. $r/R=0{,}5$, $a=0{,}6R$; II. $r/R=0{,}5$, $a=0{,}7R$; III. $r/R=0{,}7$, $a=0{,}8R$.

При этом из каждой системы линейных алгебраических уравнений были взяты пять первых уравнений. Найденные из них значения коэффициентов β_k и α_k даны в табл. 1.

По формуле (27) были определены компоненты касательных напряжений в характерных точках сечения (см. табл. 2).

Эти значения дают довольно четкое представление о характере изменения напряженного состояния среды при перемещении от вершины щели к наружному контуру.

Следует отметить резкое повышение величины соответствующей компоненты напряжения в концевых точках щели ($z=\pm a$). Это объясняется наличием особенности точного решения в конечных точках разреза.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Арутюнян Н. Х., Абрамян Б. Л.* Кручение упругих тел. М.: Физматгиз, 1963. 686 с.
2. *Баренблатт Г. И.* Математическая теория равновесных трещин, образующихся при хрупком разрушении.— ПМТФ, 1961, № 4, с. 3—56.
3. *Леонов М. Я.* Элементы теории хрупкого разрушения.— ПМТФ, 1961, № 3, с. 85—92.
4. *Мусхелишвили Н. И.* Некоторые основные задачи математической теории упругости. М.: Наука, 1966. 707 с.
5. *Панасюк В. В.* Некоторые пространственные задачи теории равновесных трещин в деформируемом хрупком теле.— ПМТФ, 1962, № 6, с. 85—93.
6. *Сидоров Ю. В., Федорюк М. В., Шабунин М. И.* Лекции по теории функций комплексного переменного. М.: Наука, 1980. 488 с.
7. *Черепанов Г. П.* О развитии трещин в сжатых телах.— ПММ, 1966, т. 30, вып. 1, с. 82—93.
8. *Шерман Д. И.* К вопросу о кручении эллиптического бруса, продольно ослабленного эллиптической же полостью.— Инж. сб., 1959, т. 25, с. 3—19.

Баку

Поступила в редакцию
10.IX.1985

Технический редактор *Т. В. Скворцова*

Сдано в набор 05.08.86 Подписано к печати 03.10.86 Т-21219 Формат бумаги 70Х108¹/₁₆
Высокая печать Усл. печ. л. 16,8 Усл. кр.-отт. 24,2 тыс. Уч.-изд. л. 19,2 Бум. л. 6,0
Тираж 1428 экз. Зак. 2830

Ордена Трудового Красного Знамени издательство «Наука»,
103717 ГСП, Москва, К-62, Подсосенский пер., 21
2-я типография издательства «Наука», 121099, Москва, Г-99, Шубинский пер., 6