КУЙБЫШЕВСКИЙ АВИАЦИОННЫЙ ИНСТИТУТ им. С. П. КОРОЛЕВА
Труды, выпуск XXIX, 1967 г.
Вопросы прочности элементов авиационных конструкций

А. С. МОСТОВОЙ, Б. А. ЛАВРОВ

ВЛИЯНИЕ УСТАЛОСТНОЙ ТРЕЩИНЫ НА ИЗГИБНУЮ ЖЕСТКОСТЬ ОБРАЗЦА

В статье «Об оценке усталостного повреждения образца по изменению его жесткости»*) показано, что в качестве меры повреждения образца может быть рассмотрена относительная величина усталостной трещины. Последняя, в свою очередь, может быть связана с относительным изменением жесткости $\frac{EI_{пр}}{EI}$, которое в процессе усталостных испытаний устанавливается через отношение напряжений, замеряемых в неповрежденном сечении образца в разные моменты времени

$$\overline{I}_{пр} = \frac{EI_{пр}}{EI} = \frac{\left(\frac{\sigma}{\sigma_р}\right)_t}{\left(\frac{\sigma}{\sigma_р}\right)_0}.$$

Здесь $I_{пр}$ — приведенный момент инерции — момент инерции образца постоянного сечения, имеющего в точке приложения силы P такие же прогибы, как и поврежденный образец;
I — момент инерции неповрежденного образца;
$\left(\frac{\sigma}{\sigma_р}\right)_t$, $\left(\frac{\sigma}{\sigma_р}\right)_0$ — отношение напряжений в неповрежденном сечении образца к напряжению в рессоре в момент времени t и в начальный момент $t=0$.

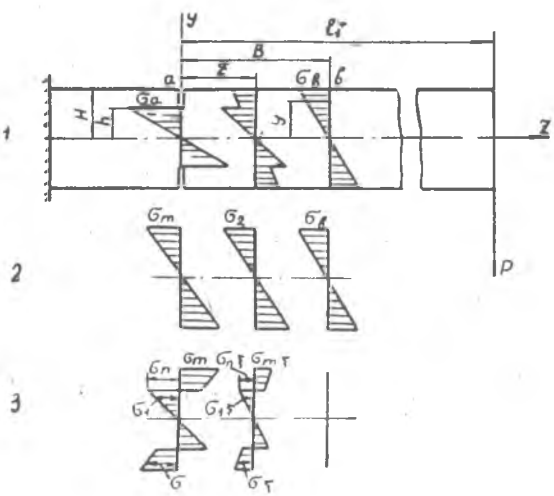
Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию влияния усталостной трещины на изгибную жесткость образца. Исследование проведено для образца, выполненного в виде консольной балки из материала Д16Т и нагруженного сосредоточенной силой на свободном конце.

При других опорных устройствах и другом материале балки методика исследования остается той же, полученные зависимости, естественно, будут другими.

* См. настоящий сборник.

1. Постановка задачи

Рассмотрим консольную балку (фиг. 1) с шириной, равной единице, в сечении a которой имеется трещина, симметричная относительно срединной плоскости балки. Длину трещины вдоль оси z полагаем весьма малой. Считаем, что трещина распространяется на всю ширину сечения и, по мере развития, увеличивается по высоте. Начало координат расположим в центре тяжести сечения a.



Фиг. 1.

В непосредственной близости от сечения a распределение нормальных напряжений не подчиняется плоскому закону. На участке длиной B происходит перераспределение этих напряжений. За пределами упомянутого участка можно считать эпюру нормальных напряжений линейной.

Для исследования напряженного состояния в переходной зоне принимаем линейный закон распределения относительных деформаций по сечению и диаграмму растяжения с линейным упрочнением. Упруго-пластическое решение будем искать методом последовательных приближений. Первое приближение для распределения напряжений в сечении a примем линейным.

Напряженное состояние на участке длиной B (см. фиг. 1, эпюры *1)* представим в виде суммы линейных эпюр *2*, обусловленных изгибающими моментами, и эпюр *3* самоуравновешенных напряжений, затухающих вдоль оси z по некоторому закону $\xi(z)$. Функцию затухания $\xi(z)$ найдем из вариационного уравнения, полученного из условия минимума потенциальной энергии деформации.

Определив зону $2B$ включения сечения в работу, устанавливаем распределение местных жесткостей EI_{rz}* вдоль оси балки и приведенную (интегральную) жесткость $EI_{\text{пр}}$ поврежденной балки в зависимости от размеров трещины.

Затем переходим ко второму приближению: рассматриваем эпюру напряжений в сечении a с «изломом» на основе принятой диаграммы растяжения.

Составление выражения для потенциальной энергии деформации и определение функции $\xi(z)$ второго приближения представляет значительные трудности ввиду громоздкости аналитических выражений для ординат, ограничивающих упругую зону. В связи с этим, а также соблюдая равную корректность допущений, принятых в настоящей работе, считаем возможным ограничиться первым приближением для функции $\xi(z)$. Для определения же местных жесткостей EI_{rz} и приведенных жесткостей $EI_{\text{пр}}$ используем распределение напряжений по второму приближению.

2. Потенциальная энергия деформации

Потенциальная энергия деформации, обусловленная нормальными напряжениями, запишется в виде

$$U(\sigma) = 2\left[\int_0^B\int_h^H \frac{(\sigma\xi)^2}{2E}\,dydz + \int_0^B\int_0^h \frac{(\sigma_1\xi)^2}{2E}\,dydz\right]. \tag{1}$$

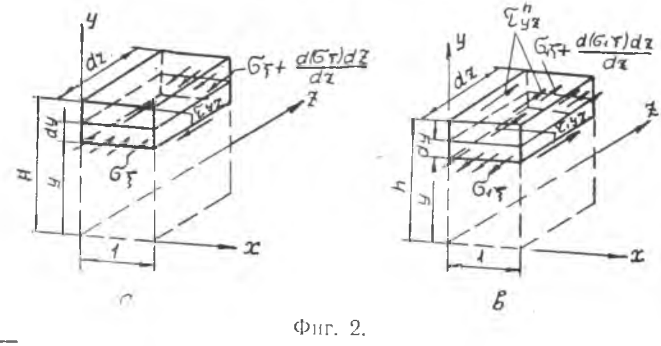
Соответствующие обозначения приведены на фиг. 1. Проведя интегрирование и некоторые преобразования, получим

$$U_\sigma = A_\sigma \int_0^B \xi^2 dz, \tag{2}$$

$$A_\sigma = \frac{M_a^2}{2EI}(\psi - 1), \tag{3}$$

где

$$\psi = \left(\frac{H}{h}\right)^3 = \frac{I}{I_a}.$$



Фиг. 2.

---

* Определение этого понятия дано ниже.

Потенциальная энергия деформации, обусловленная касательными напряжениями, определяется из следующего выражения:

$$U_\tau = 2\left[\int_0^B\int_h^H \frac{\tau_{yz}^2}{2G}\,dydz + \int_0^B\int_0^h \frac{\tau_{1yz}^2}{2G}\,dydz\right]. \tag{4}$$

Здесь τ_{yz}, τ_{1yz} — касательные напряжения сответственно на участках h—H и O—h сечения (фиг. 2*а*, *в*), определяемые из уравнений равновесия выделенного элемента балки

$$\int_y^H \frac{d\,(\sigma\xi)}{dz}\,dydz + \tau_{yz}\,dz = 0;$$

$$\int_y^h \frac{d\,(\sigma_1\xi)}{dz}\,dydz + (\tau_{yz}^h + \tau_{1yz})\,dz = 0.$$

После соответствующих подстановок и преобразований, получим

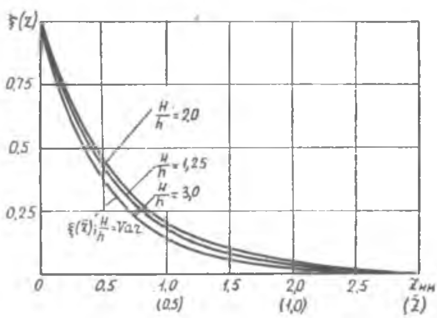
$$U_\tau = A_\tau \int_0^B (\xi')^2\,dz; \tag{5}$$

$$A_\tau = \frac{M_a^2}{10GI} H^2 \left[\psi^{-\frac{2}{3}}(1 + 2\psi) - 3\right]. \tag{6}$$

3. Вариационное уравнение

Представим потенциальную энергию деформации балки в виде

$$U = U_\sigma + U_\tau = A_\sigma \int_0^B \xi^2 dz + A_\tau \int_0^B (\xi')^2\,dz = \int_0^B \Phi dz.$$



Фиг. 3.

Условие минимума потенциальной энергии деформации

$$\Phi_\xi - \frac{d}{dz}\Phi_{\xi'} = 0$$

приводит к уравнению

$$\xi'' - u^2\xi = 0, \tag{7}$$

где

$$u^2 = \frac{A_\sigma}{A_\tau}.$$

Используя граничные условия, получаем

$$\xi(z) = \operatorname{ch} uz - \frac{\operatorname{sh} uB}{\operatorname{ch} uB} \operatorname{sh} uz. \tag{8}$$

Так как под B понимается расстояние, на котором с достаточной точностью можно принять $\xi(B) \approx 0$, то

$$\operatorname{sh} uB \simeq \operatorname{ch} uB,$$

что имеет место (с точностью до 0,1%) при $uB \approx 4{,}0$.
Тогда

$$\xi(z) = \operatorname{ch} uz - \operatorname{sh} uz = e^{-uz} \simeq e^{-4\bar{z}}, \tag{9}$$

где $\bar{z} = \frac{z}{B}$.

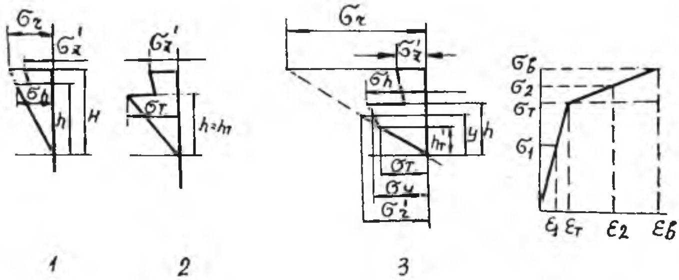
Кривые $\xi(z)$ изображены на фиг. 3.

Воспользовавшись выражением для u^2, получим

$$B = \frac{4{,}0}{u} = 2{,}89H \sqrt{\frac{[\psi^{-2/3}(1 + 2\psi) - 3]}{\psi - 1}}. \tag{10}$$

4. Местные моменты инерции балки

Установим закон распределения местных моментов инерции I_{rz} вдоль оси балки, для чего рассмотрим эпюры напряжений в сечениях балки на участке $-B < z < B$.



Фиг. 4.

Момент инерции I_{rz} — понятие, связанное с линейным распределением приведенных нормальных напряжений. Величина его должна удовлетворять условию $\sigma = \frac{M_z}{I_{rz}} y\varphi$, где σ — напряжение в переходной зоне, $\varphi = \frac{\sigma_z'}{\sigma_r}$ — редукционный коэффициент (См. фиг. 4, эпюра *1*).

Тогда

$$I_{rz} = \frac{M_z I \sigma_b}{M_b \sigma_z}.$$

Полагая $M_z \approx M_a = \text{const}$ (в связи с малостью переходной зоны B), в соответствии с фиг. 1, 4 получим

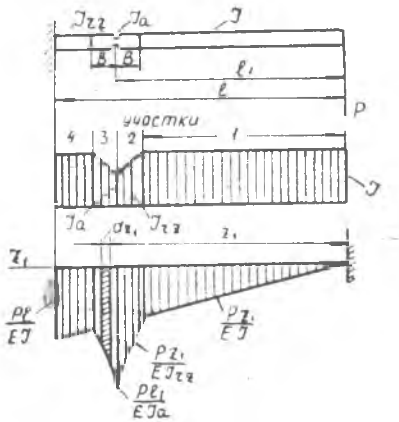
$$I_{rz} = \frac{I}{\xi\left(\frac{I}{I_a} - 1\right) + 1} = \frac{I}{\xi(\psi - 1) + 1}. \tag{11}$$

5. Приведенная (интегральная) жесткость балки

Под приведенной жесткостью балки будем понимать жесткость, определяемую из выражения

$$EI_{\text{пр}} = \frac{Pl^3}{3y_0}, \tag{12}$$

где y_0 — прогиб поврежденной балки в месте приложения силы ($z_1 = 0$). Величину y_0 определим графо-аналитическим методом как момент фиктивной балки в сечении $z_1 = 0$. (Фиг. 5)



Фиг. 5.

$$y_0 = \int\limits_0^{l_1 - B} \frac{Pz_1}{EI} z_1 dz_1 + \int\limits_{l_1 - B}^{l_1} \frac{Pz_1}{EI_{rz}} z_1 dz_1 + \int\limits_{l_1}^{l_1 + B} \frac{Pz_1}{EI_{rz}} z_1 dz +$$

$$+ \int\limits_{l_1 + B}^{l} \frac{Pz_1}{EI} z_1 dz_1 = \frac{Pl^3}{3EI} \sum_{i=1}^{4} A_i . \tag{13}$$

Здесь приняты обозначения

$$A_1 = (\bar{l}_1 - \bar{B})^3$$

$$A_2 = \frac{3}{4}(\psi - 1)\left(\overline{B}\overline{l}_1^2 - \frac{\overline{B}^2\overline{l}_1}{2} + \frac{\overline{B}^3}{8}\right) -$$

$$- \frac{3}{4}(\psi - 1)\, l^{-4}\left[\overline{B}(\overline{l}_1 - \overline{B})^2 - \frac{\overline{B}^2(\overline{l}_1 - \overline{B})}{2} + \frac{\overline{B}^3}{8}\right] +$$

$$+ \overline{l}_1^3 - (\overline{l}_1 - \overline{B})^3.$$

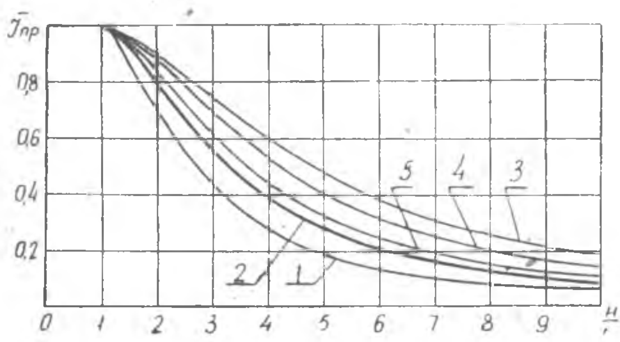
$$A_3 = -\frac{3}{4}(\psi - 1)\, l^{-4}\left[\overline{B}(\overline{l}_1 + \overline{B})^2 + \frac{\overline{B}^2}{2}(\overline{l}_1 + \overline{B}) +\right.$$

$$\left. + \frac{\overline{B}^3}{8}\right] + \frac{3}{4}(\psi - 1)\left(\overline{B}\,\overline{l}_1^2 + \frac{\overline{B}^2\overline{l}_1}{2} + \frac{\overline{B}^3}{8}\right) +$$

$$+ (\overline{l}_1 + \overline{B})^3 - \overline{l}_1^3.$$

$$A_4 = 1 - (\overline{l}_1 + \overline{B})^3.$$

$$\overline{l}_1 = \frac{l_1}{l}; \quad \overline{B} = \frac{B}{l}; \quad \overline{H} = \frac{H}{l}.$$



Фиг. 6.

Проведем соответствующие преобразования, пренебрегая по малости членами, содержащими $\overline{B}^2$. Тогда получим

$$\overline{I}_{\text{пр}} = \frac{EI_{\text{пр}}}{EI} = \frac{1}{\sum A_i} = \frac{1}{1 + 4{,}26\,\overline{l}_1^2,\ \overline{H}\sqrt{[\psi^{-2/3}(1+2\psi) - 3](\psi - 1)}}. \qquad (14)$$

Графики $I_{\text{пр}} = f\left(\frac{H}{h}\right)$ для нескольких значений $\overline{l}_1$ и $\overline{H}$ изображены на фиг. 6.

Эпюры напряжений в сечениях балки (второе приближение)

Установим зависимости, характеризующие распределение напряжений в сечениях балки (фиг. 4) в соответствии с принятой диаграммой растяжения с линейным упрочнением.

Для первого (упругого) участка диаграммы:

$$\sigma_1 = \varepsilon_1 E_1 = \varepsilon_1 \frac{\sigma_т}{\varepsilon_т}.$$

Для второго участка (линейного упрочнения):

$$\sigma_2 = \sigma_т + (\varepsilon_2 - \varepsilon_т)\frac{\sigma_в - \sigma_т}{\varepsilon_в - \varepsilon_т} = \sigma_т + (\varepsilon_2 - \varepsilon_т) E_2.$$

Здесь $\sigma_т$, $\varepsilon_т$ — предел текучести и соответствующая относительная деформация,

$\sigma_в$, $\varepsilon_в$ — предел прочности и соответствующая относительная деформация,

$E_2 = \dfrac{\sigma_в - \sigma_т}{\varepsilon_в - \varepsilon_т}$ — модуль упрочнения.

Принимая линейный закон изменения относительных деформаций $\varepsilon = ky$, используя обозначения фиг. 1, 4 и полагая $M_a \approx M_z$, получим для эпюры *1* фиг. 4.

$$\sigma'_z = \sigma_z - \sigma_m \xi = \frac{M_z}{I} H(1 - \xi) \tag{15}$$

$$\sigma_h = \sigma_n \xi + \sigma_z \frac{h}{H} = \left(\sigma_a - \sigma_m \frac{h}{H}\right)\xi +$$

$$+ \sigma_z \frac{h}{H} \approx \left(\frac{1,5\, M_a}{h^2} - \frac{1,5\, M_a h}{H^3}\right)\frac{\xi}{b} + \frac{1,5\, M_a h}{bH^3}$$

и

$$\sigma_h = \frac{1,5 M_a}{bh^2}\left(\xi - \frac{\xi}{\psi} + \frac{1}{\psi}\right). \tag{16}$$

Здесь b — ширина балки.

Обозначим через $2h_т$ высоту неповрежденной части сечения a, при которой напряжения в некотором сечении с координатой z достигают предела текучести (фиг. 4, эпюра *2*).

Тогда из (16) получим

$$\sigma_h = \sigma_т = \frac{1,5\, M_a}{b}\left(\frac{\xi}{h_т^2} - \frac{\xi h_т}{H^3} + \frac{h_т}{H^3}\right). \tag{17}$$

Уравнение (17) может быть записано в виде

$$Ah_т^3 + Bh_т^2 + D = 0, \tag{18}$$

где

$$A = \frac{1}{H^3}(\xi - 1); \quad B = \frac{\sigma_т b}{1,5 M_a}; \quad D = -\xi.$$

Для образца, выполненного из Д16Т

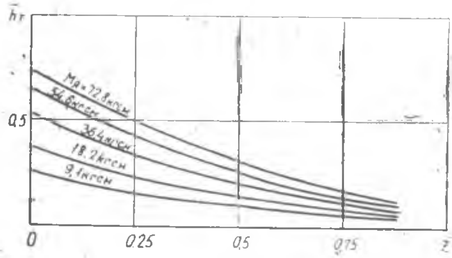
$$\left(\sigma_т = 3500\,\frac{кГ}{см^2};\quad \sigma_в = 4500\,\frac{кГ}{см^2};\ \varepsilon_т = 0,005;\ \varepsilon_в = 0,16;\right.$$

$$\left.E_1 = 7\cdot 10^5\,\frac{кГ}{см^2};\quad E_2 = 5,8\cdot 10^3\,\frac{кГ}{см^2};\ b = 1,4\ см\right)$$

график зависимости $\overline{h_т} = \frac{h_т}{H}$ от $\overline{z} = \frac{z}{B}$ для разных значений M_a приведен на фиг. 7.

Зависимость ξ от $\overline{z}$ взята по результатам расчета первого приближения (фиг. 3).

Обозначим $h_т'$ ординату сечения в месте «излома» эпюры напряжений, т. е. ординату, при которой $\sigma_y = \sigma_т$ (фиг. 4, эпюра *3*).



Фиг. 7.

Так как $\varepsilon_y = \varepsilon_т \frac{y}{h_т'}$, то

$$\sigma_y = \sigma_т + (\varepsilon_y - \varepsilon_т) E_2 = \sigma_т + \varepsilon_т \left(\frac{y}{h_т'} - 1\right) E_2.$$

Тогда

$$M_a = 2 \left\{ \int_h^H \sigma_z' \frac{b}{H} y^2\, dy + \int_{h_т'}^{h} \left[\sigma_т + \varepsilon_т \left(\frac{y}{h_т'} - 1\right) E_2\right] by dy + \right.$$

$$\left. + \int_0^{h_т'} \sigma_т \frac{b}{h_т'} y^2 dy \right\} = 2 \left\{ \frac{M_a}{I} (1 - \xi) \frac{H^3 - h^3}{3} b + \right.$$

$$\left. + \sigma_т b \frac{h^2 - h_т'^2}{2} + \frac{\varepsilon_т E_2 b \left(h^3 - h_т'^3\right)}{3h_т'} - \varepsilon_т E_2 b \frac{h^2 - h_т'^2}{2} + b\sigma_т \frac{h_т'^2}{3} \right\}.$$

После упрощений получим:

$$-\frac{\varepsilon_т}{2} (E_1 - E_2) b h_т'^3 - 1,5 \left[M_a \left(\xi - \frac{\xi}{\psi} + \frac{1}{\psi}\right) - bh^2 \varepsilon_т (E_1 - E_2)\right] h_т' +$$

$$+ \varepsilon_т E_2 b h^3 = 0. \qquad (19)$$

При $E_2 = E_1$ и $h = h_т = h_т'$

$$-1,5\, M_a \left(\xi - \frac{\xi}{\psi} + \frac{1}{\psi}\right) h_т + \varepsilon_т E_1 h_т^3 b =$$

$$= \frac{1}{H^3} (\xi - 1) h_т^3 - \xi + \frac{\sigma_т h_т^2 b}{1,5 M_a} = 0,$$

что совпадает с равенством (18).

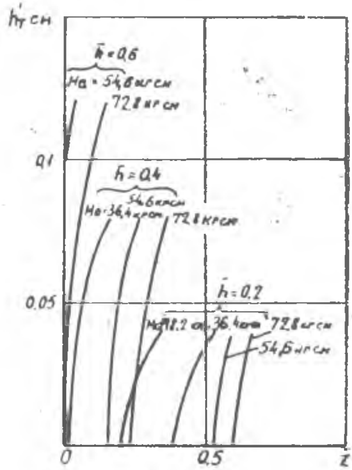
Обозначим:

$$c = \frac{E_2}{E_1}, \ \overline{h}'_{\text{т}} = \frac{h'_{\text{т}}}{h}, \ \lambda = 1 - c$$

и, после некоторых преобразований, перепишем выражение (19) в следующем виде:

$$-\frac{1}{3}\lambda \overline{h}'^{3}_{\text{т}} - \left[\frac{M_{\text{a}}}{\sigma_{\text{т}} b h^2}\left(\xi - \frac{\xi}{\psi} + \frac{1}{\psi}\right) - \lambda\right]\overline{h}'_{\text{т}} + \frac{c}{1{,}5} = 0. \qquad (20)$$

Найдем зависимость $h'_{\text{т}}$ от $\overline{z}$ для разных значений $\overline{h}$ и M_{a} для балки из Д16Т. Учтя, что $c = \frac{E_2}{E_1} = 8{,}28 \cdot 10^{-3}$, пренебрегаем слагаемым c по сравнению с единицей, т. е. полагаем $\lambda = 1$. Также пренебрегаем по малости величиной $\frac{c}{1{,}5}$. Последнее допущение справедливо для широкого диапазона значений $\overline{h}'_{\text{т}}$ и дает значительную погрешность лишь при весьма малых $\overline{h}'_{\text{т}} = 0{,}01—0{,}03$, что соответствует моменту времени, близкому к разрушению.



Фиг. 8.

Приняв упомянутые допущения, придем к выражению:

$$\frac{\overline{h}'^{2}_{\text{т}}}{3} = 1 - \frac{M_{\text{a}}}{\sigma_{\text{т}} b h^2}\left(\xi - \frac{\xi}{\psi} + \frac{1}{\psi}\right)$$

и

$$\overline{h}'_{\text{т}} = \frac{h'_{\text{т}}}{h} = 1{,}735\sqrt{1 - \frac{M_{\text{a}}}{\sigma_{\text{т}} b h^2}\left(\xi - \frac{\xi}{\psi} + \frac{1}{\psi}\right)}. \qquad (21)$$

На фиг. 8 изображена зависимость $h'_{\text{т}}$ от $\overline{z}$ для разных M_{a} и $\overline{h}$.

7. Местные моменты инерции балки (второе приближение)

Определим местные моменты инерции редуцированных площадей в сечениях балки на участке $-B < z < B$ в соответствии с эпюрами нормальных напряжений, изображенными на фиг. 4. Пользуясь обозначениями этой фигуры и введя для эпюр *1, 2, 3* редукционные коэффициенты

$$\varphi_1 = \frac{\sigma'_z}{\sigma_r}, \ \varphi_2 = \frac{\sigma_y}{\sigma'_r},$$

получим для эпюр *1*, *2*:

$$I_{rz}=\int\limits_F y^2\varphi dF = 2\int\limits_0^h by^2dy + 2\int\limits_h^H b\frac{\sigma_z'}{\sigma_r}y^2dy =$$

$$=\frac{bh^3}{1,5}\left[1+\frac{\sigma_z'}{\sigma_r}(\psi-1)\right].$$

Так как

$$\frac{\sigma_z'}{\sigma_r} = \left(\frac{M}{I}H-\frac{M}{I}H\xi\right):\frac{H}{h}\left[\xi\left(\frac{M}{I_a}h-\frac{M}{I}h\right)+\frac{M}{I}h\right]=\frac{1-\xi}{\xi(\psi-1)+1},$$

то

$$I_{rz}=I_a\left[1+\frac{(\psi-1)(1-\xi)}{\xi(\psi-1)+1}\right]$$

и окончательно

$$I_{rz}=\frac{I}{\xi(\psi-1)+1}. \tag{22}$$

Для эпюры *3*:

$$I_{rz}=\int\limits_0^H y^2\varphi dF = 2b\left\{\int\limits_0^{h_т'} y^2dy+\int\limits_{h_т'}^{h}\frac{\sigma_y}{\sigma_r'}y^2dy+\int\limits_h^H\frac{\sigma_z'}{\sigma_r}y^2dy\right\}.$$

Учтем, что

$$\sigma_r'=\varepsilon_y E_1=\frac{\sigma_т y}{h_т'};\ \sigma_y=\sigma_т+\varepsilon_т E_2\left(\frac{y}{h_т'}-1\right);$$

$$\varphi_2'=\frac{\sigma_y}{\sigma_r'}=\frac{\sigma_т+\varepsilon_т E_2\left(\frac{y}{h_т'}-1\right)}{\frac{\sigma_т y}{h_т'}}=\frac{h_т'}{y}\lambda+c;$$

$$\sigma_z'=\frac{M}{I}H(1-\xi);\quad \sigma_r=\sigma_т\frac{H}{h_т'};\quad \varphi_1=\frac{\sigma_z'}{\sigma_r}=\frac{M(1-\xi)h_т'}{I\sigma_т}.$$

Подставив полученные выражения для φ_1 и φ_2 в последнее выражение для I_{rz}, после интегрирования и преобразований, получим

$$I_{rz}=2b\left[\lambda\left(\frac{1}{2}h_т'h^2-\frac{h_т'^3}{6}\right)+\frac{h^3c}{3}\right]+\frac{M_a(1-\xi)h_т'}{\sigma_т}\left(1-\frac{1}{\psi}\right). \tag{23}$$

При $E_2=E_1$, $h_т'=h$ получим

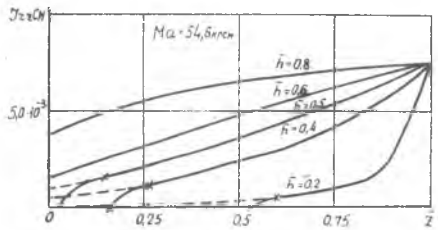
$$c=1;\ \sigma_т=\sigma_h;\quad I_{rz}=\frac{bh^3}{1,5}+\frac{M_a(1-\xi)h}{\sigma_h}\frac{\psi-1}{\psi}$$

и, подставив σ_h по формуле (16), придем к выражению (22). Для балки из Д16Т при разных значениях M_a и $\bar{h}=\frac{h}{H}$ построены зависимости I_{rz} от $\bar{z}$. Для этого определены значения $\bar{z}_0$, при которых

$h'_т = 0$ и $\overline{z}_1$, при которых $h'_т = h$. При $\overline{z} \leqslant \overline{z}_0$ $I_{rz} = 0$ (равновесие невозможно). При $\overline{z} \geqslant \overline{z}_1$ I_{rz} определяем по формуле (22). При $\overline{z}_0 < \overline{z} < \overline{z}_1$ I_{rz} определяем по формуле (23). В качестве примера приведен график I_{rz} для значения $Ma = 54{,}6$ кгсм (фиг. 9).
Пунктиром нанесены значения I_{rz}, полученные без учета пластичности.

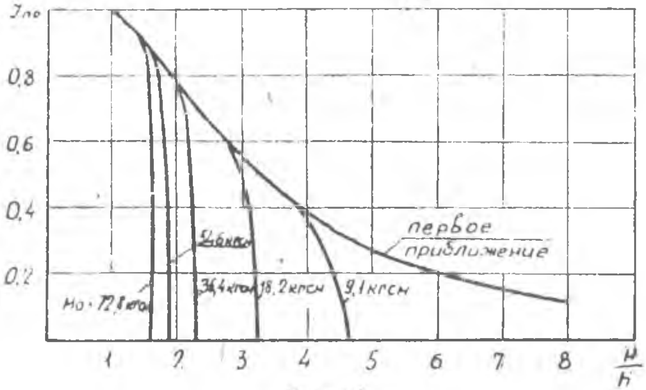
8. Приведенная (интегральная) жесткость балки (второе приближение)

Пользуясь графоаналитическим методом с помощью кривых I_{rz} по $\overline{z}$ найдем относительную приведенную жесткость балки $\overline{I}_{пр} = \frac{EI_{пр}}{EI}$



Фиг. 9.

Для значений $\overline{h}$ и $M_а$, при которых $I_{rz} = 0$, хотя бы в одном сечении балки имеем $y_0 = \infty$ и $\overline{I}_{пр} = 0$. Для значений $\overline{h}$ и $M_а$, при которых $I_{rz} = \frac{I}{\xi(\psi - 1) + 1}$, $\overline{I}_{пр}$ лежит на соответствующей кривой первого приближения (фиг. 6). На фиг. 10 показана зависимость $\overline{I}_{пр}$ от $\frac{H}{h}$ для разных $M_а$. В связи с высоким значением $\sigma_т$ для материала Д16Т можно предположить, что значения $\frac{H}{h}$, до которых имеет

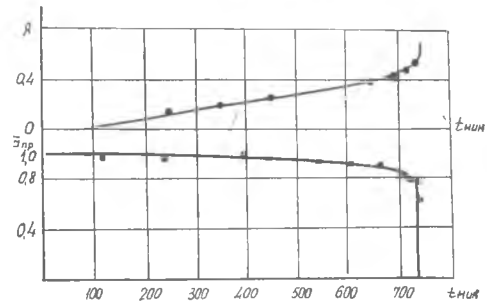


Фиг. 10.

место совпадение кривой $I_{\text{пр}}$ по $\frac{H}{h}$ первого приближения с кривыми второго приближения (фиг. 10) близки к разрушающим. Это подтверждается в проведенных нами экспериментах. Таким образом, в моменты времени, близкие к разрушению следует пользоваться кривыми $\overline{I}_{\text{пр}}=f\left(\frac{H}{h}\right)$, полученными с учетом упруго-пластических деформаций. В других случаях с достаточной точностью можно пользоваться кривой $\overline{I}_{\text{пр}}=f\left(\frac{H}{h}\right)$, представленной на фиг. 6 — кривой первого приближения.

В заключение остановимся на порядке определения меры повреждения.

В процессе эксперимента производится запись напряжений в образце и в рессоре в различные моменты времени. По выражению $\overline{I}_{\text{пр}}=\frac{(\sigma/\sigma_{\text{p}})_t}{(\sigma/\sigma_{\text{p}})_0}$ определяем величину $\overline{I}_{\text{пр}}$ в соответствующие моменты времени. По фиг. 10 находим $\frac{H}{h}$.



Фиг. 11.

Затем определяем меру повреждения

$$A=1-\frac{h}{H}=1-\overline{h},$$

характеризующую величину усталостной трещины.

На фиг. 11 приведены полученные из эксперимента по описанной методике зависимости $\overline{I}_{\text{пр}}$ и меры повреждения A от времени для дуралюминиевого образца при стационарной случайной нагрузке (математическое ожидание $m_x=0$, дисперсия $D_x=2\text{мм}^2$).

ЛИТЕРАТУРА

1. Расчеты на прочность в машиностроении под ред. С. Д. Пономарева т. 2. Машгиз, М., 1958.