

А. М. СИМОНЯН

К ВОПРОСУ О ВЫБОРЕ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ  
ПАРАМЕТРОВ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПОЛЗУЧЕСТИ  
МЕТАЛЛОВ

Как известно, при изучении высокотемпературной ползучести металлов, в особенности при высоких напряжениях, обычно наблюдается большой разброс экспериментальных данных. Увеличение числа образцов, испытываемых при одних и тех же температурах и напряжениях, приводит к большей достоверности усредненных данных, иначе говоря, приводит к сближению этих данных к их математическому ожиданию, то есть к усредненным данным из предполагаемого бесчисленного множества однотипных экспериментов.

При решении задач о напряженном и деформированном состоянии в конструкции обычно используются только эти усредненные экспериментальные данные. Факт же разброса, естественно, имеющий место и в реальных конструкциях, не принимается во внимание. Однако, в зависимости от специфики задачи, разброс данных о ползучести материала по-разному влияет на напряженно-деформированное состояние элемента конструкции, причем влияние это может быть весьма значительным. Для изучения этого вопроса необходимо задаться функцией распределения параметров, определяющих ползучесть материала.

В настоящей работе исследуется вопрос о выборе функции распределения основного параметра ползучести сплавов Д16Т и хромо-никелевой стали Х18Н10Т, а также рассмотрен пример построения функции распределения напряжений в простейшей статически-неопределимой стержневой системе.

1. При статистической обработке экспериментальных данных о механических свойствах материала большое распространение получил нормальный закон распределения. Этому, в известной мере, способствовало то обстоятельство, что нормальный закон изучен наиболее полно, а непосредственное построение действительного закона плотности распределения экспериментальным путем требует очень большого количества экспериментальных данных.

Однако, согласно нормальному закону распределения рассматриваемая величина с конечной вероятностью может иметь отрицательный знак, и, вследствие этого, использование его для некоторых параметров ползучести, как, впрочем, и для модуля упругости, коэффициента Пуассона и ря-

да других механических характеристик в вероятностных расчетах вряд ли приемлемо.

Выбор функции распределения для некоторого параметра  $x$  здесь осуществляется следующим способом: на основе экспериментальных данных определяются выборочные несмещенные значения некоторых вероятностных показателей, которые затем сравниваются с аналогичными показателями, определенными из того или иного выражения функции плотности распределения  $f(x)$ . Затем производится проверка согласованности выбранной функции распределения согласно критерию согласия А. Н. Колмогорова. В качестве вероятностных показателей здесь, кроме математического ожидания  $m$  и дисперсии  $D$ , рассматриваются также первый абсолютный момент  $v_a$ , характеризующийся средним отклонением, третий центральный момент  $v_3$ , характеризующийся асимметрией функции распределения, и медиана  $Me$ , характеризующаяся, в основном, функцией распределения в средней ее части. Ниже приводятся формулы для определения этих вероятностных показателей из аналитического выражения  $f(x)$

$$m = \int_{-\infty}^{\infty} x f(x) dx, \quad D = \int_{-\infty}^{\infty} (x - m)^2 f(x) dx, \quad v_a = \int_{-\infty}^{\infty} |x - m| f(x) dx$$

$$v_3 = \int_{-\infty}^{\infty} (x - m)^3 f(x) dx, \quad \int_{Me}^{\infty} f(x) dx = \frac{1}{2}$$
(1.1)

а также для определения их выборочных несмещенных значений на основе экспериментов в тождественных условиях [1]

$$m^* = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i, \quad D^* = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - m^*)^2$$

$$v_a^* = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n |x_i - m^*|, \quad v_3^* = \frac{n}{n^2 - 3n + 2} \sum_{i=1}^n (x_i - m^*)^3$$
(1.2)

$$Me^* = x_{\frac{n}{2}} \quad \text{при условии } x_{i+1} > x_i, \quad i = 1, 2, \dots$$

Вышеприведенный способ оценки функции плотности распределения, по-видимому, может быть использован и при наличии не очень большого количества экспериментальных данных. Действительно, для такой оценки следует иметь выборочные значения вероятностных показателей с некоторой заданной точностью.

2. Рассмотрим значения деформации кратковременной ползучести образцов из сплава Д16Т при температуре 207 С и напряжении 18 кг/мм<sup>2</sup> через 20 час после нагружения. Пользуясь данными гистограммы 293 кривых ползучести [2], согласно формулам (1.2), получим

$$m^* = 0.3 \cdot 10^{-2}; \quad D^* = 0.19 m^{*2}, \quad v_1^* = 0.35 m^* \\ v_3^* = 0.068 m^{*3}, \quad Me^* = 0.89 m^* \quad (2.1)$$

Отметим, что определение  $Me$  из гистограммы мало эффективно, так как при этом возможна ошибка, равная шагу, принятому в гистограмме, что в рассмотренном случае составляет  $0.056 m^*$ .

Следует оговорить, что гистограмма, заимствованная из [2], построена была на основе данных ползучести, где напряжение и температура были специально взяты с некоторыми отклонениями от своих средних значений, так что данные гистограммы определяются не только свойствами материала, но и выбором этих отклонений.

При изучении 3-й стадии одноосной ползучести хромо-никелевой стали X18H10T при  $700^\circ\text{C}$  и при напряжении  $\sigma = 11.15 \text{ кг.мм}^2$  для аппроксимации доли деформаций ползучести, протекающей с возрастающей скоростью, использовалось выражение [3]

$$s_{III}(t) = xt^2 \quad (2.2)$$

где с помощью подбора  $x$  можно с достаточной точностью описать экспериментальные кривые для каждого отдельно взятого  $i$ -го эксперимента. Значения  $x$ , для 17 однотипных экспериментов приведены в табл. 1.

Таблица 1

Экспериментальные значения  $x$ ,

$i$	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$x_i \cdot 10^{-8} \frac{1}{\text{час}^2}$	0.020	0.022	0.035	0.038	0.065	0.068	0.073	0.078	0.078
$i$	10	11	12	13	14	15	16	17	
$x_i \cdot 10^{-8} \frac{1}{\text{час}^2}$	0.083	0.090	0.099	0.100	0.124	0.182	0.183	0.284	

Вероятностные характеристики (1.2) оказываются равными

$$m^* = 0.955 \cdot 10^{-9} \frac{1}{\text{час}^2}, \quad D^* = 1.503 m^{*2}, \quad v_1^* = 0.4984 m^* \\ v_3^* = 0.216 m^{*3}, \quad Me^* = 0.818 m^* \quad (2.3)$$

3. Рассмотрим некоторые функции плотности распределения  $f(x)$ , параметры которых подобраны так, чтобы математическое ожидание  $m$  и дисперсия  $D$  совпали бы с выборочными значениями  $m^*$  и  $D^*$ ; остальные же статистические характеристики  $v_1, v_3$  и  $Me$ , подсчитанные для этих функций распределения, сравниваются с соответствующими выборочными значениями.

Плотности распределений  $f(x)$  должны удовлетворять условиям

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(x) dx = 1$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} xf(x) dx = m^*$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} (x - m^*)^2 f(x) dx = D^*$$

$$f(x) > 0$$

Здесь рассмотрены лишь простейшие функции распределения, которые не зависят от выбора размерности измеряемой величины, соответствуют непрерывным случайным величинам, не включают в себя чрезмерных ограничений в отношении распределения и удобны в применении. Например, здесь не рассмотрены закон Пуассона, требующий выполнения равенства  $D=m$ ; 1-й тип распределения Пирсона [4], соответствующий двусторонне ограниченному интервалу изменения  $x$ ; 2-ой тип распределения Пирсона, определяющий зависимость кривой распределения от размерности  $x$  и ряд других более сложных функций распределения.

а) Нормальный закон распределения предусматривает следующий вид плотности распределения:

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2 \cdot D^*}} e^{-\frac{(x-m^*)^2}{2D^*}} \quad (3.2)$$

Функция  $f(x)$ , согласно (3.2), удовлетворяет условиям (3.1); используя  $m^*$  и  $D^*$  для ползучести сплава Д16Т из (2.1), а также (1.1), получим

$$\nu_a = 0.347, \quad \nu_b = 0, \quad Me = m \quad (3.3)$$

Аналогично для сплава Х18Н10Т, согласно  $m^*$  и  $D^*$  из (2.3), получим

$$\nu_a = 0.5623 m, \quad \nu_b = 0, \quad Me = m \quad (3.4)$$

б) Третий тип распределения Пирсона [4]

$$f(x) = \begin{cases} \frac{a^\gamma}{\Gamma(\gamma)} x^{\gamma-1} e^{-ax}, & 0 < x < \infty, \quad \gamma > 1, \quad a > 0 \\ 0 & x < 0 \end{cases} \quad (3.5)$$

удовлетворяет условиям (3.1) при  $a = \frac{m^*}{D^*}$ ,  $\gamma = \frac{m^*}{D^*}$ . При этом, согласно (1.1), для сплава Д16Т будем иметь

$$v_1 = 0.343 m, \quad v_2 = 0.072 m^2, \quad Me = 0.9568 m \quad (3.6)$$

а для сплава X 18Н10Т

$$v_1 = 0.6084 m, \quad v_2 = 0.5060 m^2, \quad Me = 0.84 m \quad (3.7)$$

в) Рассмотрим функцию распределения вида

$$f(x) = \begin{cases} (bx^n + cx^k) e^{-ax}, & 0 < x < \infty, \quad b \geq 0, \quad c \geq 0 \\ 0 & x < 0, \quad n > 0, \quad k > 0 \end{cases} \quad (3.8)$$

Можно показать, что функция  $f(x)$ , определяемая по (3.8), удовлетворяет условиям (3.1), если соотношение  $\frac{D^*}{m^{n+2}}$  удовлетворяет нижеследующим неравенствам:

$$\left. \begin{aligned} & \frac{(k-n) \frac{\Gamma\left(\frac{k+1}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{k+2}{2}\right)}}{4A(k, n)} \\ & \frac{(k-n) \Gamma\left(\frac{k+1}{2}\right)}{2A(k, n) \Gamma\left(\frac{k+2}{2}\right)} \frac{B(k, n) \Gamma^2\left(\frac{k+1}{2}\right)}{2A(k, n) \Gamma^2\left(\frac{k+2}{2}\right)} \end{aligned} \right\} \ll \frac{D^*}{m^{n+2}} + 1 \ll$$

$$\ll \begin{cases} \frac{(k-n)^2}{8A(k, n) B(k, n)} \\ \frac{(k-n)^2}{8(n+1) A^2(k, n)} \end{cases} \quad (3.9)$$

где

$$A(k, n) = \frac{\Gamma\left(\frac{k+2}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{k+1}{2}\right)} - \frac{\Gamma\left(\frac{n+2}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{n+1}{2}\right)}$$

$$B(k, n) = (k+1) \frac{\Gamma\left(\frac{n+2}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{n+1}{2}\right)} - (n+1) \frac{\Gamma\left(\frac{k+2}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{k+1}{2}\right)}$$

$\Gamma$  — гамма-функция.

В табл. 2, согласно (3.9), для некоторых значений  $k$  и  $n$  приведены интервалы  $\frac{D^*}{m^{n+2}}$ , для которых функция (3.8) может являться функцией плотности распределения.

Таблица 2

Интервалы значений $\frac{D^*}{m^{*2}}$					
$n$	$k$	$\frac{D^*}{m^{*2}}$	$n$	$k$	$\frac{D^*}{m^{*2}}$
0.5	1	0.274 - 0.422	1	5	0.090 - 0.306
0.5	3	0.132 - 0.373	1	7	0.067 - 0.330
0.5	5	0.0866 - 0.411	1	11	0.0428 - 0.416
0.5	7	0.0643 - 0.463	1	15	0.033 - 0.503
0.5	9	0.0515 - 0.514	1	17	0.021 - 0.535
0.5	13	0.0363 - 0.626	3	5	0.089 - 0.1325
1	2	0.178 - 0.284	3	17	0.0281 - 0.2434
1	3	0.133 - 0.273	3	25	0.0195 - 0.3315

Как видно из табл. 2, чем больше различаются  $k$  и  $n$ , тем для больших интервалов  $\frac{D^*}{m^{*2}}$  можно использовать формулу (3.8).

Параметры  $a$ ,  $b$  и  $c$  определяются из условий (3.1) по формулам

$$a = \frac{(k-n)m^*}{4(D^* + m^{*2})A(k, n)} + M \quad (3.10)$$

где

$$M = \frac{(k-n)^2 m^{*2}}{16(D^* + m^{*2})^2 A^2(k, n)} \frac{k+1}{2(D^* + m^{*2})} \frac{(k-n)\Gamma\left(\frac{k+2}{2}\right)}{2A(k, n)(D^* + m^{*2})\Gamma\left(\frac{k+1}{2}\right)}$$

$$b = \frac{4a^{n+3}}{(k-n)\Gamma\left(\frac{n+1}{2}\right)} \left( \frac{k+1}{2a^2} - D^* - m^{*2} \right)$$

$$c = \frac{2a^{k+1}}{\Gamma\left(\frac{k+1}{2}\right)} - b \frac{\Gamma\left(\frac{n+1}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{k+1}{2}\right)} a^{k-n}$$

Отметим, что функция плотности распределения (3.8) обычно соответствует более быстрому затуханию плотности при больших  $x$ , чем это имеет место при нормальном законе и, в особенности, при распределении (3.5). Кроме того, при соответствующем подборе параметров  $n$  и  $k$  функция  $f(x)$ , согласно (3.8), может описывать и распределения с отрицательной асимметрией, хотя, как правило, она соответствует положительной асимметрии.

Соответственно данным (2.1), согласно (3.8), для значений параметров  $n=1$ ,  $k=2$  будем иметь

$$\nu_2 = 0.3499 m, \quad \nu_3 = 0.06845 m^3, \quad Me = 0.9633 m \quad (3.11)$$

Для данных (2.3) при значении параметров  $n=0.5$ ,  $k=9$  будем иметь

$$\nu_1 = 0.583 m, \quad \nu_3 = 0.3097 m^3, \quad Me = 0.8044 m \quad (3.12)$$

Данные сравнения экспериментальных выборочных показателей распределения с теоретическими приведены в табл. 3.

Таблица 3

Сравнение выборочных показателей распределения с теоретическими

	Вероятностные показатели	Экспериментальные данные	Нормальное распределение	III тип распределения Пирсона	Формула (3.8)
Сплав Д16Т	$m \cdot 10^2$	0.3005	0.3005	0.3005	0.3005
	$\frac{D}{m^3}$	0.1894	0.1894	0.1894	0.1894
	$\nu_1 \cdot m^{-1}$	0.3501	0.3470	0.3430	0.3509
	$\nu_3 \cdot m^{-3}$	0.0580	0	0.0720	0.0685
	$Me \cdot m^{-1}$	0.9450	1	0.9568	0.9633
Сплав Х18Н10Т	$m \left( \frac{1}{\text{час}^2} \right) \times 10^2$	0.955	0.955	0.955	0.955
	$D \left( \frac{1}{\text{час}^6} \right) < 10^{10}$	0.456	0.456	0.456	0.456
	$\nu_1 \cdot m^{-1}$	0.4984	0.5623	0.6084	0.5828
	$\nu_3 \cdot m^{-3}$	0.2150	0	0.5060	0.3097
	$Me \cdot m^{-1}$	0.813	1	0.840	0.804

Из сравнения данных табл. 3 видно, что рассмотренные вероятностные показатели для ползучести двух рассмотренных металлов лучше описываются распределением в форме (3.8), чем (3.2) или (3.5), это и естественно, так как в (3.8) имеется возможность удачно подобрать параметры  $n$  и  $k$ . Поскольку вероятностные показатели дают лишь ориентировочную оценку выбранного распределения, проведем проверку (3.8) для данных (2.3) согласно критерию согласия А. Н. Колмогорова по методике [1, стр. 157].

Соответствующие вычисления показывают, что гипотеза о распределении параметра ползучести, согласно формуле (3.8), соблюдается с вероятностью 0.89. Отметим, что для определения вероятности  $p$  нахождения величины  $x$  в любом заданном интервале  $[\alpha, \beta]$  достаточно проинтегриро-

вать в этих пределах выражение  $f(x)$ :  $p = \int_{\alpha}^{\beta} f(x) dx$ . Для оценки до-

верительного интервала здесь можно исходить из неравенства Чебышева, справедливого для любой функции распределения:  $|m^2 - m| < \delta$

соблюдается с вероятностью  $p_1 \geq 1 - \frac{D}{n^2} \approx 1 - \frac{D^*}{n^2}$ , то есть, имея

число однотипных экспериментов ( $n$ ) и выборочную дисперсию  $D^*$ , задаваясь вероятностью ( $p_i$ ), можно вычислить  $\varepsilon_i = \sqrt{\frac{D^*}{(1-p_i)n}}$ , являющееся верхней границей наибольшего расхождения средней арифметической ( $m^*$ ) и математического ожидания ( $m$ ).

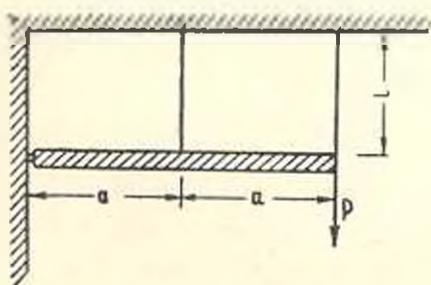
4. В качестве иллюстрации приложений функций распределения ниже рассмотрен расчет на надежность статически-неопределимой системы (фиг. 1), состоящей из жесткой балки, шарнирно закрепленной левым концом и поддерживаемой двумя подвесками 1 и 2. Положим, что подвески имеют одно и то же поперечное сечение  $F$  и сделаны из одного и того же материала, деформационные свойства которого описываются уравнением установившейся теории ползучести [5]

$$\varepsilon_i(t) = x_i \int_0^t \sigma_i^p(\tau) d\tau; \quad \nu > 1, \quad i = 1, 2 \quad (4.1)$$

или уравнением [3]

$$\varepsilon_i(t) = x_i \int_0^t \sigma_i^\lambda(\tau) \left| \int_0^\tau \sigma_i^\nu(\xi) d\xi \right|^2 d\tau; \quad \lambda + 2\nu = p; \quad i = 1, 2 \quad (4.2)$$

где пренебрегаются упругие деформации, а параметр  $x_i$ , будучи случайной величиной, определяется одной и той же функцией распределения для  $i = 1, 2$ .



Фиг. 1.

Нашей задачей здесь является построить функции распределения усилий в стержнях 1 и 2, то есть дать вероятностную оценку того, что усилия в стержнях будут заключены в тех или иных пределах, вследствие разброса экспериментальных данных о ползучести материала. Решая уравнения статики и совместности деформаций как для (4.1), так и для (4.2), получим

$$\sigma_1(t) = \frac{P(t)}{F} \frac{1}{\frac{1}{2} + \left(\frac{2x_1}{x_2}\right)^{\frac{1}{p}}}; \quad \sigma_2(t) = \frac{P(t)}{F} \frac{1}{1 - \frac{1}{2} \left(\frac{x_2}{2x_1}\right)^{\frac{1}{p}}} \quad (4.3)$$

Построим функцию плотности распределения  $g(y)$  для величин

$$y = \frac{1}{\frac{1}{2} + \left(\frac{2x_1}{x_2}\right)^{\frac{1}{p}}} \quad (4.4)$$

определяющей  $\sigma_i(t)$ .

Положим, что параметры ползучести  $x_i$  распределены по нормальному закону. Тогда плотность  $f(x_1, x_2)$  системы величин  $x_1$  и  $x_2$ , не зависящих друг от друга, определяется по формуле

$$f(x_1, x_2) = \frac{1}{2\pi D} \exp \left\{ -\frac{1}{2D} [(x_1 - m)^2 + (x_2 - m)^2] \right\} \quad (4.5)$$

Для определения функции распределения  $G(y)$  необходимо проинтегрировать выражение (4.5) в области  $x_1$  и  $x_2$ , где соответственные значения  $y$  меньше некоторого фиксированного. Из этого условия будем иметь

$$G(y) = \int_{-\infty}^0 dx_2 \left\{ \int_{-\infty}^{(+)\left[\frac{x_2}{2}\left(\frac{1}{y} - \frac{1}{2}\right)^p\right]} f(x_1, x_2) dx_1 + \int_{-\frac{x_2}{2}\left(\frac{1}{2}\right)^p}^{\infty} f(x_1, x_2) dx_1 \right\} + \\ + \int_0^{\infty} dx_2 \left\{ \int_{-\infty}^{-\frac{x_2}{2}\left(\frac{1}{2}\right)^p} f(x_1, x_2) dx_1 + \int_{(-)\left[\frac{x_2}{2}\left(\frac{1}{y} - \frac{1}{2}\right)^p\right]}^{\infty} f(x_1, x_2) dx_1 \right\} \text{ при } y > 0 \quad (4.6)$$

$$G(y) = \int_{-\infty}^0 dx_2 \int_{-\frac{x_2}{2}\left(\frac{1}{2}\right)^p}^{\frac{|x_2|}{2}\left|\frac{1}{y} - \frac{1}{2}\right|^p} f(x_1, x_2) dx_1 + \int_0^{\infty} dx_2 \int_{-\frac{x_2}{2}\left|\frac{1}{y} - \frac{1}{2}\right|^p}^{-\frac{x_2}{2}\left(\frac{1}{2}\right)^p} f(x_1, x_2) dx_1 \\ \text{при } y < 0$$

где обозначено  $(\pm)x^p = |x|^p \text{sign } x$ .

Для плотности распределения  $g(y) = \frac{\partial G(y)}{\partial y}$  после ряда выкладок получим

$$g(y) = \frac{2}{4\pi D y^2} \left| \frac{1}{y} - \frac{1}{2} \right|^{p-1} e^{-\frac{m(1-y)^p}{2D(1+y)^p}} \left\{ \frac{2Dc}{1 + \alpha^2(y)} + \right. \\ \left. + \frac{m \sqrt{2\pi D}}{[1 + \alpha^2(y)]^{3/2}} |1 + \alpha(y)| \operatorname{erf} \left| \frac{m |1 + \alpha(y)|}{\sqrt{2D} \sqrt{1 + \alpha^2(y)}} \right| \right\}, \quad -\infty < y < \infty \quad (4.7)$$

где  $\alpha(y) = (\pm) \frac{1}{2} \left( \frac{1}{y} - \frac{1}{2} \right)^p$ .

Отметим, что при  $y = 0$  или при  $y = 2$ , что соответствует  $z_1 = 0$  или  $z_2 = 0$ , плотность распределения также равна нулю, причем скорость устремления к нулю одна и та же, типа  $(\Delta y)^{p-1}$ , хотя при  $y > 2$  и  $y < 0$ , соответствующих  $z_1 < 0$  и  $z_2 < 0$ , имеющих место соответственно при  $x_1 < 0$  и  $x_2 < 0$ , плотность распределения  $g(y)$  конечна. Проверка условия  $\int_{-\infty}^{\infty} g(y) dy = 1$  осуществлена.

Рассмотрим теперь распределение параметров ползучести  $x$ , согласно формуле (3.8). Тогда плотность распределения  $f(x_1, x_2)$  определяется по формуле

$$f(x_1, x_2) = (bx_1^n + cx_1^k)(bx_2^n + cx_2^k) e^{-a^2(x_1^2 + x_2^2)} \quad (4.8)$$

После ряда выкладок, аналогичных проделанным выше, получим

$$g(y) = \frac{p}{2y^2} \left( \frac{1}{y} - \frac{1}{2} \right)^{p-1} \left\{ \frac{b^2}{2^{n+1} a^{2n+2}} \left( \frac{1}{y} - \frac{1}{2} \right)^{2n} \times \right. \\ \times \frac{\Gamma(n+1)}{\left[ 1 + \frac{1}{4} \left( \frac{1}{y} - \frac{1}{2} \right)^2 \right]^{n+1}} + \frac{bc}{2a^{n+k+2}} \left[ \frac{1}{2^n} \left( \frac{1}{y} - \frac{1}{2} \right)^{2n} + \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{2^k} \left( \frac{1}{y} - \frac{1}{2} \right)^{2k} \right] \frac{\Gamma\left(\frac{n+k+2}{2}\right)}{\left[ 1 + \frac{1}{4} \left( \frac{1}{y} - \frac{1}{2} \right)^2 \right]^{\frac{n+k+2}{2}}} + \right. \\ \left. + \frac{c^2}{2^{k+1} a^{2k+2}} \left( \frac{1}{y} - \frac{1}{2} \right)^{2k} \frac{\Gamma(k+1)}{\left[ 1 + \frac{1}{4} \left( \frac{1}{y} - \frac{1}{2} \right)^2 \right]^{k+1}} \right\}; \quad 0 < y < 2 \quad (4.9)$$

Еще более простое выражение  $g(y)$  имеет место при распределении Пирсона (3.5) для параметров ползучести  $x$ ,

$$g(y) = \frac{p^{\frac{m^2}{D}} \left( 2 \frac{m^2}{D} \right) \left( \frac{1}{y} - \frac{1}{2} \right)^{\frac{m^2}{D} - 1}}{2^{\frac{m^2}{D}} \Gamma^2 \left( \frac{m^2}{D} \right) y^2 \left[ 1 + \frac{1}{2} \left( \frac{1}{y} - \frac{1}{2} \right)^2 \right]^{\frac{m^2}{D}}}; \quad 0 < y < 2 \quad (4.10)$$

Формулы (4.7), (4.9) и (4.10) позволяют определить вероятность  $p$  нахождения, например,  $z_1$  в любых заданных пределах, скажем,

$\sigma_1' < \sigma_1 < \sigma_1''$ . Для этого, вычисляя соответствующие  $y' = \frac{F}{p} \sigma_1'$  и  $y'' = \frac{F}{p} \sigma_1''$ , искомую вероятность  $p$  определяем, интегрируя  $g(y)$  в этих

пределах  $p = \int_{y'}^{y''} g(y) dy$ . Для определения вероятности нахождения

$\sigma_1$  в заданных пределах  $\sigma_1'$  и  $\sigma_1''$  соответствующие значения  $y'$  и  $y''$

берем из  $y' = 2 - \frac{2F}{p} \sigma_1'$  и  $y'' = 2 - \frac{2F}{p} \sigma_1''$ . Такой расчет позволяет

определить вероятность соблюдения условия прочности и стержнях системы.

Институт механики АИ  
Армянской ССР

Поступила 4 VII 1977

Ա. Մ. ՍԻՄՈՆԻԱՆ

ՄԵՏԱԳՆԵՐԻ ԲԱՐՁՐՋԵՐՈՒԱՍՏԻՃԱՆԱՅԻՆ ՍՈՂՔԻ ՊԱՐԱՄԵՏՐՆԵՐԻ  
ԲԱՇԽՄԱՆ ՖՈՆԵԿՑԻԱՅԻ ԸՆՏՐՈՒԹՅԱՆ ՎԵՐԱՐՆԵՐՅԱԼ

Ա. Մ Ֆ Ո Ս Մ Ո Ն

Աշխատանքում դիտարկված է բարձրջերմաստիճանային սողքի հիմնական պարամետրի բաշխման ֆունկցիայի ընտրության ընթացքը փորձնական հավանականության տարրեր կարգի մոմենտների նրանց տեսական արժեքների հետ համեմատության հիման վրա: Ցույց է տված, որ D16T և X18H10T միահալույթների սողքի համար առաջարկված և հետազոտված բաշխման ֆունկցիան ավելի լավ է համընկնում փորձնական տվյալների հետ, քան Պիրսոնի և նորմալ բաշխումները: Տրված է բաշխման ֆունկցիայի կիրառման իլյուստրացիան ձողային ստատիկորեն անորոշ սխառնմի հաշվարքի համար:

ON CHOICE OF THE DISTRIBUTION FUNCTION FOR  
PARAMETERS OF HIGH-TEMPERATURE CREEP IN METALS

A. M. SIMONIAN

S u m m a r y

The method of choice of the distribution function for the principal parameter of high-temperature creep is discussed on the basis of comparison of experimental probability moments of different orders with the theoretical ones. It is shown that with respect to creep of alloys D16T և X18H10T Պիրսոնի և նորմալ բաշխումները:

and X18H10T the distribution function under examination offers a better coincidence with the experimental results than the distribution of Pirson and normal distribution. The application of the distribution function is presented to calculate the reliability of a pivoted statically-indefinite system.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Вентурелли Е. С. Теория вероятностей. М., «Наука», 1969.
2. Кузнецов А. П., Трубий В. А. Исследование разброса кривых ползучести. ИМТФ, 1972, № 5.
3. Симонян А. М. Исследование ползучести стали X18H10T при больших деформациях. Проблемы прочности, 1975, № 6.
4. Кендалл М. Дж., Стюарт А. Теория распределений. М., «Наука», 1966.
5. Качанов Л. М. Теория ползучести. М., Физматгиз, 1960.