

УДК 539.3; 539.374

© 2005 г. К.Ф. КОМКОВ

**К ОПРЕДЕЛЕНИЮ ПАРАМЕТРОВ ЛОДЕ ПРИ ОБРАБОТКЕ РЕЗУЛЬТАТОВ
ИСПЫТАНИЙ**

Наличие разницы между параметрами Лоде по напряжениям и деформациям является важным показателем зависимости свойств материалов от вида напряженного состояния. Целенаправленные исследования по этому вопросу дают противоречивые выводы, прежде всего, из-за отсутствия полноты сведений о деформациях, не измеряемых в опыте.

В публикуемой работе показано, что точность вычисления параметров можно значительно повысить, если опираться на результаты анализа, проведенного с помощью тензорно-нелинейных уравнений.

Из этого анализа следует, что параметр Лоде по напряжениям больше, чем соответствующий параметр по деформациям при любых видах напряженных состояний, кроме граничных, а именно обобщенного растяжения и соответствующего сжатия, где они равны друг другу. Кроме того, показано, что значение разницы параметров примерно в два раза больше тангенса фазы подобия девиаторов, введенной В.В. Новожиловым в качестве обобщенной характеристики деформационных свойств материала.

Предложена методика восстановления диаграмм Лоде по результатам испытаний трубчатых образцов. Обработка опытных данных подтвердила ранее выдвинутое предположение, что процесс формоизменения при пластической деформации протекает таким образом, что податливости сдвигу в направлении главных касательных напряжений имеют в общем случае три разных значения. Именно они свидетельствуют о деформационной анизотропии, одним из основных признаков которой является неподобие девиаторов напряжений и деформаций.

1. Идея применения тензорно-нелинейных уравнений для анализа результатов экспериментальных исследований изотропных, в исходном состоянии, материалов принадлежит В. Прагеру [1]. Он показал принципиальную возможность вывода теоретической зависимости между параметрами Лоде. Но из-за громоздких соотношений, применяемых им, окончательные выводы оказались незавершенными.

Следуя этой идее, воспользуемся известными уравнениями В.В. Новожилова [2] в следующем виде:

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon_0 \delta_{ij} + 1/2 \Phi_m S_{ij} + \Phi_d / S_0 (S_{ik} S_{kj} - 2/9 S_0^2 \delta_{ij}) \quad (i, j, k = 1, 2, 3) \quad (1.1)$$

$$\sigma_{ij} = S_{ij} + \sigma_0 \delta_{ij}, \quad \sigma_0 = 1/3 \sigma_{ii}, \quad \varepsilon_0 = 1/3 \varepsilon_{ii}, \quad S_0 = (3/2 S_{ij} S_{ij})^{1/2}$$

$$\Phi_m = \frac{3e_0}{S_0} \left(\frac{\cos \omega \sin 3\theta - \sin \omega \cos 3\theta}{\sin 3\theta} \right) \quad (1.2)$$

$$\Phi_d = \frac{9e_0 \sin \omega}{2S_0 \sin 3\theta}, \quad \omega = \theta - \vartheta, \quad e_0 = (2/3 e_{ij} e_{ij})^{1/2} \quad (1.3)$$

$$\theta = \frac{1}{3} \arccos \left(\frac{9S_{ij}S_{jk}S_{ki}}{2S_0^3} \right), \quad 0 \leq \theta \leq \pi/3 \quad (1.4)$$

$$\vartheta = \frac{1}{3} \arccos \left(\frac{4e_{ij}e_{jk}e_{ki}}{3e_0^3} \right), \quad e_{ij} = \varepsilon_{ij} - \varepsilon_0 \delta_{ij}, \quad 0 \leq \vartheta \leq \pi/3 \quad (1.5)$$

Здесь ε_{ij} , e_{ij} – компоненты тензора и девиатора деформаций соответственно, σ_{ij} , S_{ij} – компоненты тензора и девиатора напряжений, σ_0 – среднее напряжение, ε_0 – средняя деформация, S_0 – интенсивность напряжений, e_0 – интенсивность деформаций; Φ_m и Φ_d – скалярные функции [2]; ω – фаза подобия девиаторов, θ и ϑ – углы вида соответственно напряженного и деформированного состояний.

Как показано в [3] функциям Φ_m и Φ_d можно придать физический смысл, если ввести в рассмотрение три податливости сдвигу $B_i = \gamma_i/\tau_i$:

$$\Phi_m = B_i/3; \quad \Phi_d = \{3[(\Phi_m - B_i)^2]/8\}^{1/2} \quad (1.6)$$

$$\tau_i = (\sigma_i - \sigma_k)/2, \quad \gamma_i = \varepsilon_j - \varepsilon_k \quad (i, j, k = 1, 2, 3; i \neq j \neq k; \nexists i, j, k)$$

где τ_i – главные касательные напряжения, γ_i – деформации сдвига, ε_i – главные деформации, σ_i – главные напряжения, причем принято, что $\sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \sigma_3$.

Если главные напряжения выразить через интенсивность напряжений и тригонометрические функции [2]:

$$\sigma_i = 2/3 S_0 \cos \theta_i - \sigma_0, \quad \theta_i = \theta + n_i \pi/3, \quad n_i = 0, 4, 2 \quad (1.7)$$

то введенные податливости в свою очередь можно определить как функции угла θ :

$$\begin{aligned} B_1 &= \Phi_m - 4/3 \Phi_d \cos \theta; \quad B_2 = \Phi_m + 2/3 \Phi_d (\cos \theta - \sqrt{3} \sin \theta); \\ B_3 &= \Phi_m + 2/3 \Phi_d (\cos \theta + \sqrt{3} \sin \theta). \end{aligned} \quad (1.8)$$

Аналогично параметр Лоде по напряжениям предстает в следующем виде:

$$\lambda_\sigma = 2\tau_1/\tau_2 - 1 = 4 \sin \theta / (\sqrt{3} \cos \theta + \sin \theta) - 1 \quad (1.9)$$

Если уравнения (1.1) записать для главных деформаций, то, используя (1.7), из определений для деформации сдвига имеем

$$\gamma_1 = \frac{2\sqrt{3}}{3} S_0 \sin \theta \left[\frac{\Phi_m}{2} - \frac{2\Phi_d}{3} \cos \theta \right] \quad (1.10)$$

$$\gamma_2 = \frac{\sqrt{3}}{3} S_0 (\sqrt{3} \cos \theta + \sin \theta) \left[\frac{\Phi_m}{2} + \frac{\Phi_d}{3} (\cos \theta - \sqrt{3} \sin \theta) \right] \quad (1.11)$$

Тогда и параметр Лоде по деформациям можно представить как функцию угла θ , Φ_m и Φ_d :

$$\begin{aligned} \lambda_\varepsilon &= 2\gamma_1/\gamma_2 - 1 = \\ &= (\lambda_\sigma + 1)(3\Phi_m - 4\Phi_d \cos \theta) / [3\Phi_m + 2\Phi_d (\cos \theta - \sqrt{3} \sin \theta)] - 1 \end{aligned} \quad (1.12)$$

и найти разницу между параметрами

$$\Delta\lambda = \lambda_\sigma - \lambda_\varepsilon = \frac{2(\lambda_\sigma + 1)\Phi_d(3 \cos \theta - \sqrt{3} \sin \theta)}{3\Phi_m + 2\Phi_d(\cos \theta - \sqrt{3} \sin \theta)} \quad (1.13)$$

Нетрудно убедиться, что эта разница положительна,

$$\Delta\lambda \geq 0 \tag{1.14}$$

и, исходя из (1.9) и (1.12) и этого условия, следует $B_2 \geq B_1$ для всех значений θ , кроме граничных, а именно: при $\theta = 0$, соответствующее обобщенному растяжению и при $\theta = \pi/3$, соответствующее обобщенному сжатию: $\Delta\lambda = 0$, так как при этом $\lambda_\sigma = \lambda_\epsilon$.

Из соотношений (1.2) и (1.3) выводится выражение для угла ω , названного А.И. Лурье [4] величиной, характеризующей неподобие девиаторов

$$\text{tg } \omega = \frac{2\Phi_d \sin 3\theta}{3\Phi_m + 2\Phi_d \cos 3\theta} \geq 0 \tag{1.15}$$

Оказывается, что отношение $\Delta\lambda$ к $\text{tg } \omega$ является конечной величиной, близкой к числу 2, при любых значениях θ . Таким образом, отклонение от подобия девиаторов можно оценивать любой из этих величин в равной мере, как первой так и второй.

Обращаясь к результатам экспериментальных исследований в виде диаграмм Лоде, можно заметить, что они расходятся с выводом (1.14), поскольку многие опытные точки, особенно для значений $\lambda_\sigma < 0$, лежат выше прямой $\lambda_\sigma = \lambda_\epsilon$.

Представляется, что при вычислении λ_ϵ присутствует систематическая ошибка, связанная с допущением, что $\epsilon_z + \epsilon_t + \epsilon_r = 0$, где ϵ_z , ϵ_t и ϵ_r – соответственно осевая, окружная и радиальная деформации.

Известно [8], что пластической деформации сопутствует нелинейный рост объемной деформации – дилатансии, которая способна существенно отразиться на величине ϵ_r . Прямое измерение последней, как правило, при испытаниях не осуществляется, поэтому вычисление должно проводиться с меньшей ошибкой, а именно

$$\epsilon_r = 3\epsilon_0 - \epsilon_z - \epsilon_t \tag{1.16}$$

Вводя это равенство в исходную формулу (1.12), получим

$$\lambda_\epsilon = 3(\epsilon_t - \epsilon_0)/(2\epsilon_z + \epsilon_t - 3\epsilon_0) \tag{1.17}$$

Деформации ϵ_z и ϵ_t определяются при проведении опыта путем измерения приращения длины и диаметра образца и поэтому являются наиболее достоверными.

Отталкиваясь от условия (1.14) и соотношения (1.17), считая известным значение параметра λ_σ , предварительно вычисленное по (1.12) величину объемной деформации можно приблизительно оценить так

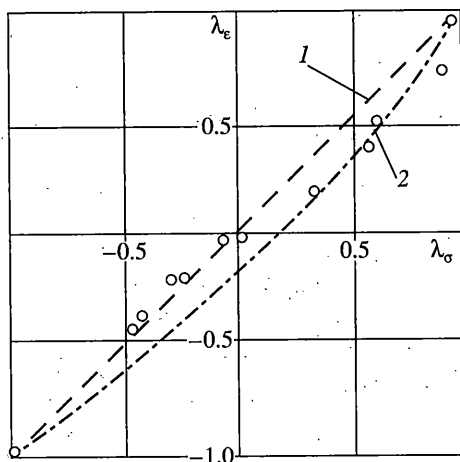
$$\epsilon_0 = [3\epsilon_t - \lambda_\epsilon(2\epsilon_z + \epsilon_t)]/3(1 - \lambda_\epsilon) \tag{1.18}$$

Ниже показано, что не прибегая к восстановлению конкретного вида функции Φ_m, Φ_d и $\epsilon_0 = f(S_0, \sigma_0, \theta)$, можно по результатам опытов найти зависимость λ_ϵ от λ_σ и оценить поведение материала при различных значениях угла θ .

2. В [6] описаны необходимые для анализа сведения об испытаниях образцов из меди, которые подвергались осевому растяжению и внутреннему давлению при пропорциональном нагружении, $k = \sigma_t/\sigma_z$, $\sigma_z \geq \sigma_r$. Конечные результаты представлены в виде диаграмм $\tau_i - \gamma_i$ ($i = 1, 2, 3$), “единой кривой”, которую можно представить как график $S_0 - e_0$, и диаграммы Лоде.

Первое, что выявляется из диаграмм, это отсутствие равенства отношений: $\gamma_1/\tau_1 \neq \gamma_2/\tau_2 \neq \gamma_3/\tau_3$, что иллюстрирует таблица и отмечено в [6]. Следовательно, введение податливости B_i ($i = 1, 2, 3$) вполне оправдано.

Диаграмма Лоде приводится на фиг. 1. Экспериментальные точки получены в [6], прямая 1 ($\lambda_\epsilon = \lambda_\sigma$) показана штриховой линией, а штрихпунктирная кривая 2 получена



Фиг. 1

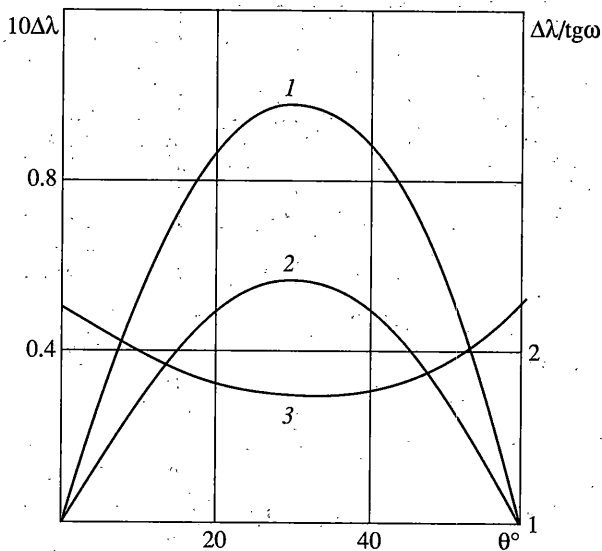
по методике, которая излагается ниже. На фиг. 2 показаны графики: $\Delta\lambda$ (кривая 1), $\text{tg}\omega - \theta$ (кривая 2) и $(\Delta\lambda/\text{tg}\omega)$ (кривая 3).

Табличное представление графиков $\tau_i - \gamma_i$ на десяти уровнях S_0 и девяти опытах с различными k позволило найти зависимость Φ_m как функции S_0 , (фиг. 3), где принято для k : 1/4 – светлые точки, 3/8 – темные точки, 0.47 – прямой крест, 1/2 – косой крест, 5/8 – светлый квадрат, 3/4 – темный квадрат. То же и для фиг. 4. Аналогичный график для Φ_d построить не удастся из-за весьма широкого разброса её значений. Кривые 1 и 2 (фиг. 2) и все последующие графики (фиг. 4–6) относятся к одному значению $e_0 = \text{const}$. При этой деформации с “единой кривой” $S_0 - e_0$ взяты значения S_0 для всех k и представлены в виде зависимости $S_0 - \theta$, показанной графиком 4 на фиг. 4.

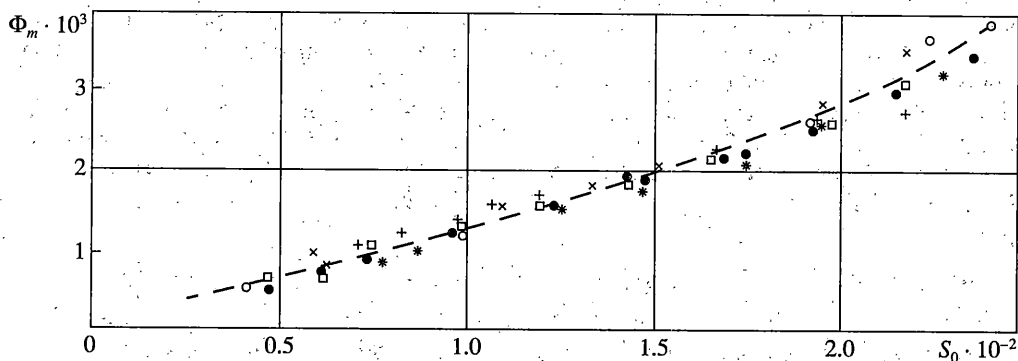
Затем вычислялись $\tau_1 = (S_0 \sin\theta)/\sqrt{3}$, $\tau_2 = -S_0(\sqrt{3} \cos\theta + \sin\theta)/2\sqrt{3}$, $\tau_3 = S_0(\sqrt{3} \cos\theta - \sin\theta)/2\sqrt{3}$, где $\theta = \arctg[\sqrt{3}k/(2-k)]$, а по кривым $\tau_i - \gamma_i$ ($i = 1, 2, 3$) находились соответствующие деформации сдвига, кривые 1, 2 и 3 на фиг. 4, и определялись главные деформации в следующей последовательности: $\epsilon_r = (2\gamma_2 + \gamma_3)/3$, $\epsilon_z = \epsilon_r - \gamma_2$, $\epsilon_t = \epsilon_z - \gamma_3$. Здесь ϵ_r – радиальная деформация, при которой выполняется используемое в [6] условие $\epsilon_0 = 0$.

На фиг. 5 кривая 1 и точки в виде светлых квадратов представляют зависимость ϵ_z , кривая 2 и светлые точки ϵ_r , кривая 3 и темные точки ϵ_t . Тот факт, что при $\lambda_\sigma > 0$

k	$\tau_1 \cdot 10^{-2}$ МПа	γ_1	$B_1 \cdot 10^2$ МПа ⁻¹	$ \tau_2 \cdot 10^{-2}$ МПа	γ_2	$B_2 \cdot 10^2$ МПа ⁻¹	$\tau_3 \cdot 10^{-2}$ МПа	γ_3	$B_3 \cdot 10^2$ МПа ⁻¹	$\Phi_m \cdot 10^2$ МПа ⁻¹	$\Phi_d \cdot 10^2$ МПа ⁻¹
1/4	0.276	0.101	0.366	1.104	0.264	0.239	0.828	0.163	0.196	0.267	0.076
	0.311	0.147	0.473	1.242	0.347	0.279	0.932	0.200	0.214	0.322	0.117
	0.338	0.197	0.583	1.360	0.447	0.329	1.021	0.250	0.245	0.386	0.152
3/8	0.408	0.117	0.286	1.104	0.277	0.251	0.700	0.160	0.228	0.255	0.025
	0.460	0.154	0.335	1.242	0.360	0.290	0.780	0.196	0.251	0.292	0.036
	0.500	0.205	0.410	1.352	0.464	0.343	0.849	0.259	0.305	0.353	0.046



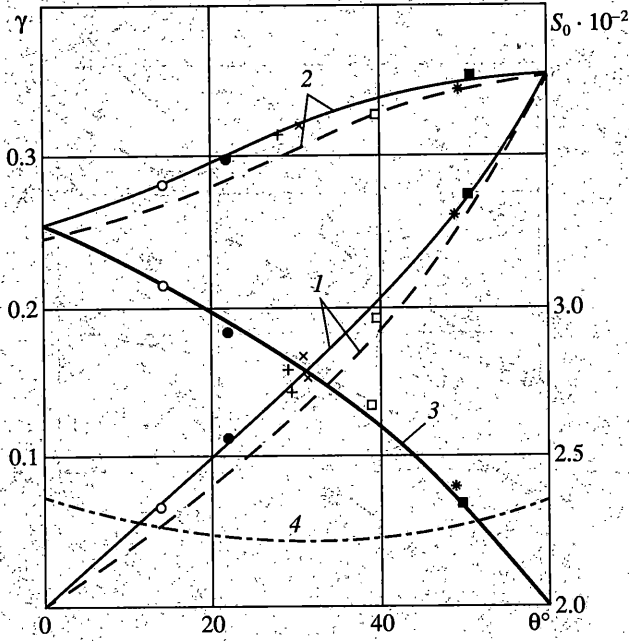
Фиг. 2



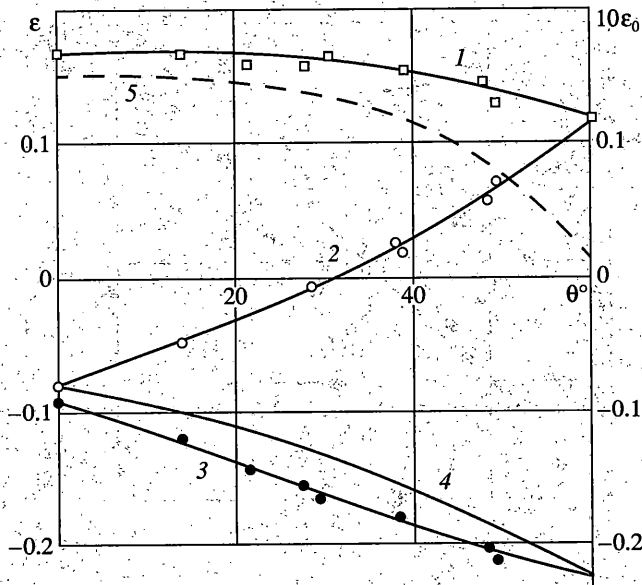
Фиг. 3

экспериментальные точки [6] согласуются с условием (1.14) можно объяснить тем, что при напряженных состояниях близких к $k = 1$ дилатансия проявляется в меньшей степени, чем при $\lambda_\sigma < 0$. Определяя по одной из этих точек $\Delta\lambda$ и, исходя из соотношения (1.13), вычисляется значение Φ_d .

Так при значениях: $e_0 = 0.169$, $S_0 = 193.2$, $\Phi_m = 0.32 \cdot 10^{-2}$, $\Delta\lambda = 0.1$, $k = 0.64 \approx 5/8$, $\theta = 39.2^\circ$, $\lambda_\sigma = 0.28$, $\Phi_d = 0.35 \cdot 10^{-3}$ и допущении, что Φ_m и Φ_d не зависят от θ , по формулам (1.12) и (1.15) получены графики, упомянутые выше: $\lambda_\sigma - \theta$ и $\text{tg}\theta - \theta$. Имея информацию о λ_σ , по соотношению (1.18) вычисляется объемная деформация, удовлетворяющая условию (1.14), представленная на фиг. 5 кривой 5. Естественно, определяемая здесь объемная деформация является приближенной. Она не может заменить закон $\epsilon_0 = f(\sigma_0, S_0, \theta)$, установление которого является самостоятельной не простой задачей. Однако она позволяет по (1.16) уточнить значение радиальной деформации, по которым построен график 4 на фиг. 5. Это в свою очередь, дает возможность найти деформации сдвига γ_1 и $|\gamma_2|$, которые на фиг. 4 показаны штриховыми кривыми 1 и 2.

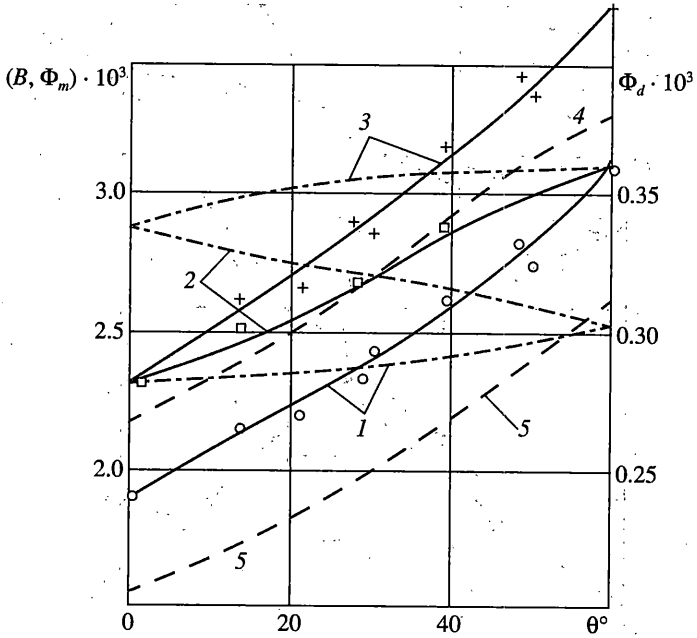


Фиг. 4

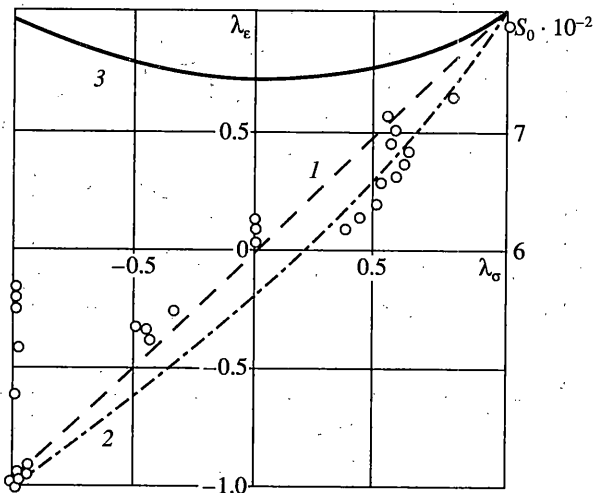


Фиг. 5

Это уточнение существенно отражается на податливостях $B_i = \gamma_i/\tau_i$, что расставляет их в последовательности, соответствующей соотношению (1.8). На фиг. 6 кривая 1, показанная сплошной линией, и расчетные светлые точки представляют податливость B_1 ; кривая 2 и точки в виде светлых прямоугольников – B_2 ; кривая 3 и точки в виде крестиков – B_3 . Для сравнения штрих пунктирными линиями представлены B_i



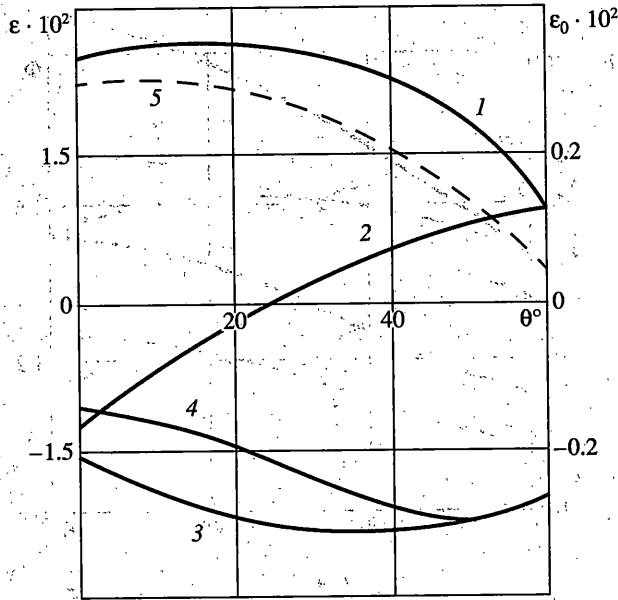
Фиг. 6



Фиг. 7

($i = 1, 2, 3$), рассчитанные по формулам (1.8) при постоянных значениях Φ_m и Φ_d . Кривые 4 и 5, показанные там же штриховыми линиями, иллюстрируют реальные зависимости этих величин от угла θ и подсказывают необходимость второй итерации для уточнения диаграммы Лоде и сопутствующих ей кривых.

3. Чтобы убедиться в том, что полученные результаты не являются случайными или присущими только меди, по той же методике были обработаны опытные данные А.М. Жукова [7]. Эта обработка оказалась менее трудоемкой, поскольку дефор-



Фиг. 8

мации ϵ_1 и ϵ_2 можно было непосредственно взять с диаграмм $\sigma_2 - \epsilon_2$ и $\sigma_1 - \epsilon_1$ испытанных трубчатых образцов из стали ЭИ415. Радиальная деформация определялась в [7] по формуле $\epsilon_r = -\mu(\epsilon'_1 - \epsilon'_2)/(1 - \mu) - (\epsilon''_1 + \epsilon''_2)$. Один штрих и два штриха отличают упругую и пластическую деформации, μ – коэффициент Пуассона.

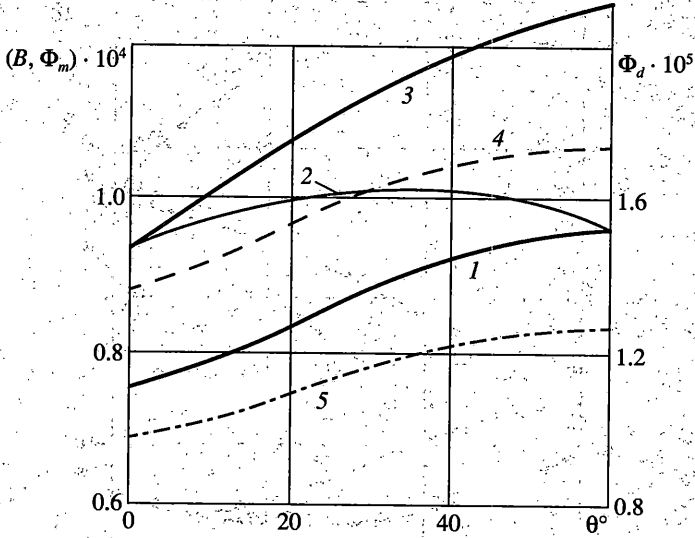
При $e_0 = \text{const}$ с “единой кривой”, представленной набором диаграмм $S_0 - e_0$ для опытов с различными $k = \sigma_d/\sigma_s$, определялись значения S_0 , по которым построен график 3 на фиг. 7. Там же показаны экспериментальные точки в обработке А.М. Жукова, прямая 1 ($\lambda_\epsilon = \lambda_\sigma$) и кривая 2, иллюстрирующая диаграмму Лоде, полученную по описанной здесь методике. На фиг. 8 представлены кривые 1, 2 и 3, свидетельствующие об изменении деформации соответственно ϵ_1 , ϵ_2 и ϵ_r от θ . Кривая 4 представляет зависимость радиальной деформации, вычисляемой по (1.16) с учетом объемной деформации ϵ_0 . Последняя показана кривой 5. Значение Φ_m определялось из опыта $k = 0.5$, а Φ_d по данным опыта с $k = 0.8$. Принимая значения основных величин: $e_0 = 0.025$, $\lambda_\sigma = 0.8$, $\theta = 49.1^\circ$, $\Phi_m = 9.67 \cdot 10^{-5}$, $\Phi_d = 1.1 \cdot 10^{-5}$, $S_0 = 800$, $\Delta\lambda = 0.09$.

На фиг. 9 графически показаны податливости сдвигу B_1 , B_2 и B_3 (соответственно кривые 1, 2 и 3). Кривая 4 представляет функцию Φ_m , а 5 – функцию Φ_d от θ .

Графики 1, 2 и 3 на фиг. 6 и 9 показывают, что деформирование в процессе формоизменения сопровождается деформационной анизотропией, которая характеризуется следующим общим соотношением: $B_1 \leq B_2 \leq B_3$. В заключение необходимо отметить следующее. Для плоского напряженного состояния из соотношения (1.4) вытекает взаимосвязь

$$\xi^3 - 1/3\xi + 2/27 \cos 3\theta = 0 \tag{3.1}$$

между параметром $\xi = \sigma_0/S_0$, характеризующим (как и параметр k) траекторию пропорционального нагружения, и углом θ . Уравнение (3.1) дает для каждого θ три действительные значения ξ , которые образуют на оси ξ три отрезка: $[1/3 \leq \xi \leq 1/3]$, $[-1/3$



Фиг. 9

$\leq \xi \leq 1/3$] и $[-2/3 \leq \xi \leq -1/3]$. Первый отрезок соответствует напряженным состояниям, изменяющимся от одноосного до двуосного растяжения. Вторым – от одноосного растяжения до одноосного сжатия, проходя через чистый сдвиг. Третий – от одноосного до двуосного сжатия. Рассмотренные выше опыты принадлежат первому отрезку. В связи с отмеченным, приведенные выше графики для податливостей не являются зависимостями “чисто” от угла θ , но и от ξ . Выделение зависимости этих характеристик только от θ при $\xi = \text{const}$ и от ξ при $\theta = \text{const}$ составляет достаточно сложную работу. Хотя последнее можно достигнуть, если проводить опыты с напряженными состояниями всех трех отрезков. Качественное поведение материала в этом случае можно предвидеть: с повышением давления дилатансии будет убывать, пластические свойства возрастать, податливости B_i ($i = 1, 2, 3$) будут сближаться к одной величине, а диаграмма Лоде приближаться к прямой $\lambda_e = \lambda_\sigma$.

4. Таким образом, проведенный анализ показывает, что деформационная анизотропия характерна не только для структурно нестабильных материалов, но и для таких как мягкая медь и сталь с изотропными исходными свойствами. Одним из основных признаков наличия деформационной анизотропии является нарушение подобия девиаторов напряжений и деформаций. Отклонение от подобия характеризуется разницей параметров Лоде, которая, как показано выше, должна быть положительной при всех напряженных состояниях, кроме граничных. Эта разница параметров и тангенс фазы подобия девиаторов величины одного порядка. Похожи и их зависимости от угла θ .

Деформационная анизотропия проявляется в том, что в трех взаимно перпендикулярных площадках с главными касательными напряжениями, сопротивление сдвигу различно. По этой причине податливости сдвигу B_i ($i = 1, 2, 3$) имеют разные значения при всех θ , кроме как на границах: при обобщенном растяжении ($\theta = 0$) $B_2 = B_3$, $B_1 < B_2$; при обобщенном сжатии ($\theta = \pi/3$) $B_1 = B_2$, $B_3 > B_2$.

Деформационной анизотропии сопутствует нелинейный рост объемной деформации – дилатансии, величина которой существенно сказывается на не измеряемой в опытах радиальной деформации и, как следствие, на параметре λ_e . Неучет объемной деформации ведет к вычислительным ошибкам.

По методике, описанной в этой работе, удастся приближенно оценить объемную деформацию и сделать поправки при вычислениях λ_e и тем самым восстановить диа-

грамму Лоде. Точное определение величины объемной деформации требует специальных исследований и разработки математической модели, способной описать отмеченные эффекты. Естественно, очень важно при этом располагать экспериментальными результатами не только на двухосное растяжение, но и на кручение с растяжением (сжатием) и на двухосное сжатие. Только проработанная модель может стать основой для дальнейших экспериментальных исследований по затронутой здесь проблеме и дать достоверные сведения о механических свойствах материала.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Прагер В. Упрочнение металла при сложном напряженном состоянии // Теория пластичности. М.: Изд-во иностр. лит., 1948. С. 325–335.
2. Новожилов В.В. О связи между напряжениями и деформациями в нелинейно-упругой среде. // ПММ: 1951. Т. 15. Вып. 2. С. 183–194.
3. Комков К.Ф. Об использовании тензорно-нелинейных уравнений в механике деформируемого твердого тела // Прикл. механика. 1991. Т. 27. № 7. С. 36–41.
4. Лурье А.И. Нелинейная теория упругости. М.: Наука, 1980. 512 с.
5. Лоде В. Влияние среднего главного напряжения на текучесть металлов // Теория пластичности. М.: Изд-во иностр. лит., 1948. С. 336–374.
6. Девис Е. Рост напряжений с изменением деформаций и зависимость “напряжения-деформации” в пластической области для меди при сложном напряженном состоянии // Теория пластичности. М.: Изд-во иностр. лит., 1948. С. 336–374.
7. Жуков А.М. Сложное нагружение и теории пластичности изотропных металлов // Изв. АН СССР. ОТН. 1955. № 8. С. 81–92.
8. Рыбакина О.Г., Сидорин Я.С. Экспериментальное исследование закономерностей пластического разрыхления металлов // Инж.ж. МТТ. 1966. № 1. С. 120–124.

Москва

Поступила в редакцию
2.02.2004