ство $1{,}42\langle\dot{\varepsilon}\rangle^*\varkappa \geqslant \xi^0_{\dot{\varepsilon}}$ или, поскольку $\langle\dot{\varepsilon}\rangle^* \geqslant 1$ $(\partial\sigma/\partial t < 0)$,

$$\varkappa > \xi^0_{\dot{\varepsilon}}. \tag{3.3}$$

Однако это неравенство может быть выполнено только в том случае, если продолжительность нагружения достаточна для того, чтобы максимум функции $\xi_{\dot{\varepsilon}}(\tau)$ был достигнут, т. е. неравенство (3.3) должно быть дополнено неравенством $\tau \geqslant \tau^*$ или с учетом (3.2)

$$\langle\varepsilon\rangle \geqslant 2{,}32\,(1 + 10/\varkappa)\,\langle\varepsilon\rangle_*. \tag{3.4}$$

Величину $\langle\varepsilon\rangle_*$ с достаточной точностью можно оценить из однородного решения уравнений (1.4)—(1.6) без учета упругих составляющих, поскольку в области достижения максимума σ_* локализация течения еще незначительна, а общая скорость деформации в основном определяется скоростью пластической деформации $(\partial\sigma/\partial t \approx 0)$. Тогда

$$\langle\varepsilon\rangle_* \approx \left[\frac{n(1+n)}{s\eta}\right]^{1/(n+1)}, \quad \sigma_* \approx \frac{\eta}{1+n}\left[\frac{n(1+n)}{s\eta}\right]^{n/(n+1)}.$$

Отметим, что критерий (3.3), (3.4) не является абсолютным, однако может быть использован для сравнения материалов по способности к локализации пластического течения.

Таким образом, численное моделирование развития возмущения пластического течения при простом сдвиге в упругопластической среде позволило установить некоторые закономерности локализации пластического течения, в частности наличие максимума в зависимости степени локализации пластического течения от средней деформации. Обнаружено, что прочность, термическое разупрочнение, средняя скорость деформации и теплопроводность влияют на процесс локализации через один параметр $\varkappa$. Проведенные исследования позволяют сформулировать простые критерии локализации пластического течения.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Zener C., Hollomon J. H.** Effect of strain rate upon plastic flow of steel // J. Appl. Phys.— 1944.— N 15.
2. **Rogers H. C.** Adiabatic plastic deformation // Ann. Rev. Mater. Sci.— 1979.— N 9.
3. **Pan J.** Perturbation analysis of shear strain localization in rate sensitive materials // Int. J. Solids and Struct.— 1983.— V. 19, N 2.
4. **Burns T. J.** Approximate linear stability analysis of a model of adiabatic shear band formation // Quart. Appl. Math.— 1985.— V. 43, N 1.
5. **Fressengeas C., Molinary A.** Instability and localization of plastic flow in shear at high strain rates // J. Mech. Phys. Solids.— 1987.— V. 35, N 2.
6. **Wright T. W., Walter J. W.** On stress collapse in adiabatic shear bands // J. Mech. Phys. Solids.— 1987.— V. 35, N 6.
7. **Batra R. C.** Effect of material parameters on the initiation and growth of adiabatic shear bands // Int. J. Solids and Struct.— 1987.— V. 23, N 10.

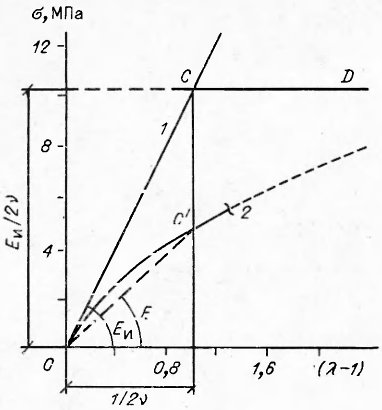
г. Челябинск *Поступила 15/VIII 1991 г.*

УДК 678.4: 531

Е. К. Лебедева

ХАРАКТЕРИСТИКИ УПРУГОСТИ ЭЛАСТОМЕРОВ

Для эластомеров, подвергшихся одноосному растяжению, введены две характеристики: коэффициент поперечного сжатия ν и начальный модуль $E_и$. Для 10 типов используемых в обувной промышленности резин [1] введенные величины являются постоянными вплоть до деформаций разрыва. Показано, что по известным $E_и$ и ν можно вычислить модули сдвига G, Юнга E и объемной жесткости K резин. Коэффициенты



$E_и$, ν, G, K, E (постоянные величины при больших упругих (высокоэластических) деформациях резин) вычисляются при одном виде деформации — одноосном растяжении — в отличие от коэффициентов линейных теорий.

Коэффициенты линейных теорий (коэффициент Пуассона $\bar{\nu}$, модули Юнга $\bar{E}$, сдвига $\bar{G}$ и объемной жесткости $\bar{K}$) являются функциями деформаций, выражаются через постоянные $E_и$, ν, G, K, E и при малых деформациях равны им.

Статистическая обработка результатов испытания на одноосное растяжение 10 типов резин [1] показала, что диаграммы растяжения резин в координатах истинное напряжение $\sigma_и$ — относительное удлинение (λ — 1) (λ — кратность растяжения) линейны:

$$\sigma_и = E_и(\lambda - 1). \tag{1}$$

Угловой коэффициент $E_и$ прямых $\sigma_и = f(\lambda - 1)$, будучи постоянной величиной для каждой резины, по физическому смыслу представляет начальный модуль. Уравнение (1) было предложено в [2] как уравнение высокоэластического состояния.

Диаграмма $\sigma_и = f(\lambda - 1)$ в отличие от обычно используемой условной $\sigma_0 = f(\lambda - 1)$ учитывает изменение площади поперечного сечения образца

$$\sigma_и = \sigma_0 S_0/S \tag{2}$$

(σ_0 — условное напряжение). Площади S_0 и S поперечного сечения образца до и после деформации связаны соотношением [1]

$$S_0/S = 1 + 2\nu(\lambda - 1), \tag{3}$$

где ν — постоянная величина каждой резины. Относительное изменение объема образца при этом

$$\theta = \frac{(1 - 2\nu)(\lambda - 1)}{1 + 2\nu(\lambda - 1)}. \tag{4}$$

Из уравнений (1) — (3) получим

$$\sigma_0 = \frac{E_и(\lambda - 1)}{1 + 2\nu(\lambda - 1)} \tag{5}$$

или

$$\sigma_0 = \frac{-\dfrac{E_и}{(2\nu)^2}}{(\lambda - 1) + \dfrac{1}{2\nu}} + \frac{E_и}{2\nu}. \tag{6}$$

На рисунке показаны характерные диаграммы растяжения резин [1] в координатах условное напряжение σ_0 — относительное удлинение (λ — 1) и истинное напряжение $\sigma_и$ — относительное удлинение (λ — 1) (линии *1* и *2*). В соответствии с выражением (6) условная диаграмма асимптотически приближается к прямой CD, отстоящей от оси деформаций на расстоянии $E_и/2\nu$. Прямая CD пересекается с диаграммой $\sigma_и$ — (λ — — 1) при (λ — 1) = $1/2\nu$ в точке C. На условной диаграмме точке C отвечает E (при $\nu = 0$). Модули $E_и$ и E связаны соотношением [3]

$$E_и = [1 + 2\nu(\lambda - 1)]E. \tag{7}$$

При малых деформациях ($\lambda \approx 1$) $E_и = E$,* при больших $E_и = E$ только тогда, когда при одноосном растяжении площадь поперечного сечения образца не изменяется ($\nu = 0$). В этом случае диаграммы $\sigma_и$ — $(\lambda - 1)$ и σ_0 — $(\lambda - 1)$ линейны и совпадают.

Площадь поперечного сечения исследованных резин при растяжении изменяется [1, 2] ($\nu = 0{,}30 \div 0{,}49$), что ведет к неравенству $E_и \neq E$. Наибольшим образом изменяется площадь поперечного сечения несжимаемого материала ($\nu = 0{,}5$). В отличие от известного выражения

$$\bar{G} = E/2(1 + \bar{\nu})$$

в модели несжимаемого тела модуль сдвига равен

$$G = E_и = E\lambda. \tag{8}$$

Из (4) и (5) условное напряжение можно представить как

$$\sigma_0 = E_и\theta/(1 - 2\nu).$$

Здесь

$$K = E_и/(1 - 2\nu) \tag{9}$$

характеризует сопротивляемость резины объемной деформации.

Выражению (9) с учетом (7) можно придать вид

$$K = E[1 + 2\nu(\lambda - 1)]/(1 - 2\nu). \tag{10}$$

Отсюда при $\nu = 0{,}5$ (для несжимаемого материала) $K = \infty$, а при $\nu = 0$ $K = E$. Последнее равенство замечено в [4] при сжатии плоского имитатора, когда изменение поперечного сечения деформируемой резины исключено конструктивно.

При малых деформациях $E_и = E$, $\nu = \bar{\nu}$ и выражение (10) переходит в известное соотношение

$$K = E/(1 - 2\bar{\nu}).$$

Из уравнений (8) и (10) отношение модуля сдвига к модулю объемной жесткости при больших деформациях резин имеет вид

$$G/K = (1 - 2\nu)\lambda/[1 + 2\nu(\lambda - 1)] \tag{11}$$

в отличие от известного выражения

$$\bar{G}/\bar{K} = (1 - 2\bar{\nu})/2(1 + \bar{\nu}). \tag{12}$$

Из (11) и (12) следует, что, если при одноосном растяжении объем не изменяется ($\bar{\nu} = \nu = 0{,}5$), отношение модуля сдвига к модулю объемной жесткости при больших и малых деформациях равно нулю.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Черных К. Ф., Лебедева Е. К.** Изменение объема при одноосном растяжении реальных эластомеров // ПМТФ.— 1992.— № 1.
2. **Бартенев Г. М.** Высокоэластическое состояние // Энциклопедия полимеров.— М.: Сов. энциклопедия, 1972.— Т. 1.
3. **Лебедева Е. К.** Анализ площадей диаграмм растяжения // Изв. вузов. Технология лег. пром-сти.— 1988.— № 2.
4. **Милякова Л. В.** Жесткость на сжатие плоского имитатора // Механика эластомеров.— Краснодар: КПИ, 1981.

г. Новосибирск

Поступила 17/V 1991 г., в окончательном варианте — 5/IX 1991 г.