ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

Մեխանիկա XXXII, №6, 1979 Механика

А. М. СИМОНЯН

ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛЗУЧЕСТИ АЛЮМИНИЕВЫХ МОНОКРИСТАЛЛОВ

Как известно [1], обычно применяемые металлы являются поликристаллическими, то есть составленными из большого числа соединенных друг с другом мелких зерен, каждое из которых собою представляет монокристалл, в пределах которого ориентация атомных плоскостей является неизменной.

Реологические и прочностные свойства металлов существенно зависят от таких регулируемых характеристик, как размер зерна [2, 3], упрочнение границ зерен [4] и др. Для изучения средств воздействия на реологические свойства металлов полезным представляется исследование закономерностей ползучести самих монокристаллов, составляющих зерна. С другой стороны, это могло бы помочь моделированию работы металла при длительных температурно-силовых воздействиях.

В настоящей работе проведены исследования монокристаллов алюминия, имеющих кубическую гране-центрированную структуру, в условиях ступенчатых изменений напряжения и температуры.

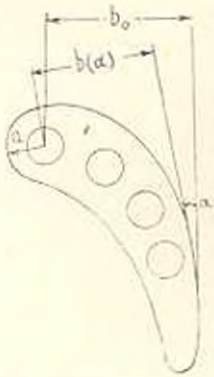
1. Методика исследований

Для получения монокристаллов алюминия использовался метод Чалмерса, основанный на плавлении и медленном однонаправленном остывании расплавленного металла. Принципиальная конструктивная схема заключается в следующем. В графитном контейнере помещаются приставленные друг к другу поликристаллический стержень и кусок монокристалла, являющийся семенем. Контейнер помещен в кварцевую трубу, внутри которой создается атмосфера аргона для предотвращения коррозии алюминия. Кварцевая труба закреплена на уровне цилиндрического отверстия печи, перемещающейся вдоль образующей цилиндрической поверхности трубы по рельсам со скоростью 9.5 *см/час*. Печь снабжена терморегулирующим и контролирующим приспособлениями. Первоначальным нагревом печи добивались того, чтобы стык между семенем и поликристаллическим стержнем расплавился бы, в то время как часть семени оставалась бы в твердом состоянии. После этого включался механизм перемещения печи. Тем самым создавалась зона затвердения внутри семени, перемещающаяся затем по длине всего образца. Важным оказывался вопрос хорошего соединения в стыке между семенем и поликристаллическим стержнем. После протравливания в растворе NaOH монокристаллические стержни помещались в рентгеновский аппарат Philips Electronics Ltd. На поверхность кристалла подавался тонкий пучок лучей, отражающийся на специальную пленку Kodak Safety film NS, причем отражение, естественно, имело место от плоскостей, проходящих через любые три узла кристаллической решетки. На пленке после проявления возникала система точек, по которым расшифровывалась ориентация атомных плоскостей внутри монокристалла. Для получения заданной ориентации семя поворачивалось в двух плоскостях на некоторые рассчитываемые углы по отношению к поликристаллическому стержню, для чего изготовлялись специальные графитовые вкладыши внутрь контейнера.

Испытания монокристаллических образцов проводились в масле Vegetable oil, постоянно перемешиваемом магнитиками, вращающимися в переменном магнитном поле, при температурах в пределах 200—240 С и растягивающих напряжениях 0.562—1.698 $кг/мм^2$, при этом обеспечивалось постоянство напряжения, благодаря специальной конфигурации рычага, передающего нагрузку. Плечо a рычажного приспособления (фиг. 1), передающее нагрузку на образец, было принято не зависящим от поворота рычага, а плечо b, к которому подвешен внешний груз, был сконструирован по форме

$$b(\alpha) = \frac{b_0}{1 + \frac{2a}{l_0}} \qquad (1.1)$$

где $b_0 = b(0)$, l_0 — длина образца до деформации. Форма рычага была сконструирована соответственно длине образца 45 *мм*. Формула (1.1) основана на гипотезе объемной несжимаемости материала и не учитывает возможности образования шейки у образца. Однако, как показали эксперименты, у образцов монокристаллов алюминия шейка не образовывалась ни в одном из испытаний даже при достижении деформаций, равных 20 %.



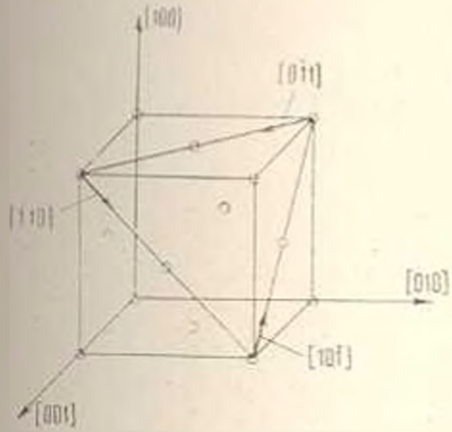
Фиг. 1 Форма нагрузочного рычага

2. *Расчет напряжений в системах скольжения кристаллов с гране-центрированной кубической структурой*

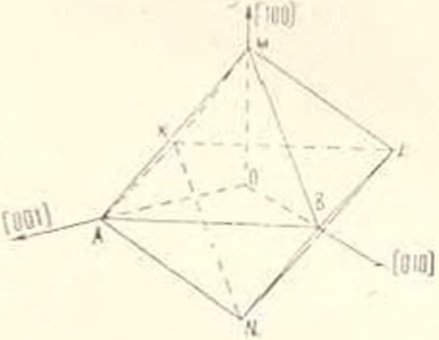
Как известно [5], скольжение внутри кристалла возможно лишь в определенных кристаллографических плоскостях и лишь в определенных направлениях, то есть лишь в так называемых системах скольжения. Для любой гране-центрированной кубической решетки скольжение возможно лишь в четырех октаэдрических плоскостях, которые в индексах Миллера запишутся так: (111), $(11\bar{1})$, $(1\bar{1}1)$ и $(\bar{1}11)$ или, что то же, в системе плоскостей $\{111\}$, причем лишь в системе направлений $<110>$. Поясним это иллюстрацией на фиг. 2. Здесь взаимно-перпендикулярные плоскости (001), (010) и (100) соответствуют граням куба в кубической решетке, плоскость (111), нормаль которой имеет направление [111], является одной из октаэдрических плоскостей, по которым возможно скольжение. Направлениями скольжения здесь могут быть $[10\bar{1}]$, $[01\bar{1}]$ и $[\bar{1}10]$, полученные при обходе контура против часовой стрелки, система $<110>$ здесь включает и противоположные им направления $[\bar{1}01]$, $[0\bar{1}1]$ и $[1\bar{1}0]$. Ясно, что, например, $\tau_{[10\bar{1}]}(111) = -\tau_{[\bar{1}01]}(111)$, то есть рассмотрение первых трех направлений достаточно для индексации напряжений в системе скольжения (111), $<110>$.

Система плоскостей скольжения, равноудаленных от точки 0, составляет октаэдр, показанный на фиг. 3. Положим, что осевое напряжение σ имеет следующую ориентацию относительно осей x, y, z, или, что то же, [100], [010] и [001]:

$$(\widehat{\sigma, x}) = \alpha; \quad (\widehat{\sigma, y}) = \beta; \quad (\widehat{\sigma, z}) = \delta$$



Фиг. 2. Иллюстрация кубической гранецентрированной решетки



Фиг. 3. Иллюстрация плоскостей скольжения

Если направление σ задано в индексах Миллера в виде $[abc]$, то углы α, β и δ могут быть вычислены по формулам:

$$\alpha = \arccos \frac{a}{\sqrt{a^2 + b^2 + c^2}}, \qquad \beta = \arccos \frac{b}{\sqrt{a^2 + b^2 + c^2}}$$

$$\delta = \arccos \frac{c}{\sqrt{a^2 + b^2 + c^2}} \tag{2.1}$$

После ряда выкладок получили нижеследующие формулы для определения касательных напряжений, соответствующих всем системам скольжения:

$$\tau_{AB}(AMB) = \tau_{[01\bar{1}]}(111) = \frac{\sigma}{\sqrt{6}} (\cos\beta - \cos\delta)(\cos\alpha + \cos\beta + \cos\delta)$$

$$\tau_{MA}(AMB) = \tau_{[\bar{1}01]}(111) = \frac{\sigma}{\sqrt{6}} (\cos\delta - \cos\alpha)(\cos\alpha + \cos\beta + \cos\delta)$$

$$\tau_{BM}(AMB) = \tau_{[1\bar{1}0]}(111) = \frac{\sigma}{\sqrt{6}}(\cos\alpha - \cos\beta)(\cos\alpha + \cos\beta + \cos\delta)$$

$$\tau_{KL}(BML) = \tau_{[0\bar{1}\bar{1}]}(11\bar{1}) = \frac{\sigma}{\sqrt{6}}(-\cos\beta - \cos\delta)(\cos\alpha + \cos\beta - \cos\delta)$$

$$\tau_{LM}(BML) = \tau_{[101]}(11\bar{1}) = \frac{\sigma}{\sqrt{6}}(\cos\alpha + \cos\delta)(\cos\alpha + \cos\beta - \cos\delta)$$

$$\tau_{MB}(BML) = \tau_{[\bar{1}10]}(11\bar{1}) = \frac{\sigma}{\sqrt{6}}(\cos\beta - \cos\alpha)(\cos\alpha + \cos\beta - \cos\delta) \quad (2.2)$$

$$\tau_{LK}(LMK) = \tau_{[0\bar{1}1]}(1\bar{1}\bar{1}) = \frac{\sigma}{\sqrt{6}}(\cos\delta - \cos\beta)(\cos\alpha - \cos\beta - \cos\delta)$$

$$\tau_{KM}(LMK) = \tau_{[110]}(1\bar{1}\bar{1}) = \frac{\sigma}{\sqrt{6}}(\cos\alpha + \cos\beta)(\cos\alpha - \cos\beta - \cos\delta)$$

$$\tau_{ML}(LMK) = \tau_{[\bar{1}0\bar{1}]}(1\bar{1}\bar{1}) = \frac{\sigma}{\sqrt{6}}(-\cos\alpha - \cos\delta)(\cos\alpha - \cos\beta - \cos\delta)$$

$$\tau_{KA}(AMK) = \tau_{[011]}(1\bar{1}1) = \frac{\sigma}{\sqrt{6}}(\cos\beta + \cos\delta)(\cos\alpha - \cos\beta + \cos\delta)$$

$$\tau_{AM}(AMK) = \tau_{[10\bar{1}]}(1\bar{1}1) = \frac{\sigma}{\sqrt{6}}(\cos\alpha - \cos\delta)(\cos\alpha - \cos\beta + \cos\delta)$$

$$\tau_{MK}(AMK) = \tau_{[\bar{1}\bar{1}0]}(1\bar{1}1) = \frac{\sigma}{\sqrt{6}}(-\cos\alpha - \cos\beta)(\cos\alpha - \cos\beta + \cos\delta)$$

На остальных гранях напряжения, естественно, такие же. Формально можно их переписать, меняя знаки всех индексов Миллера, например,

$$\tau_{BA}(BAN) = \tau_{[0\bar{1}1]}(\bar{1}11) = \tau_{[01\bar{1}]}(1\bar{1}\bar{1}) = \tau_{LK}(LKM) \quad (2.3)$$

Рассматривая осевую деформацию ε в направлении действия напряжения σ как сумму вкладов от сдвиговых деформаций γ по всем системам скольжения, получим

$$\begin{aligned}
\sqrt{6}\,\varepsilon = {} & (\cos\alpha + \cos\beta + \cos\delta)[(\cos\beta - \cos\delta)\gamma_{[01\bar{1}]}(111) + \\
& + (\cos\alpha - \cos\beta)\gamma_{[1\bar{1}0]}(111) + (\cos\delta - \cos\alpha)\gamma_{[\bar{1}01]}(111)] + \\
& + (\cos\alpha + \cos\beta - \cos\delta)[-(\cos\beta + \cos\delta)\gamma_{[0\bar{1}\bar{1}]}(11\bar{1}) + \\
& + (\cos\alpha + \cos\delta)\gamma_{[101]}(11\bar{1}) + (\cos\beta - \cos\alpha)\gamma_{[\bar{1}10]}(11\bar{1})] + \\
& + (\cos\alpha - \cos\beta - \cos\delta)[(\cos\delta - \cos\beta)\gamma_{[0\bar{1}1]}(1\bar{1}\bar{1}) + \\
& + (\cos\alpha - \cos\beta)\gamma_{[110]}(1\bar{1}\bar{1}) - (\cos\alpha + \cos\delta)\gamma_{[10\bar{1}]}(1\bar{1}\bar{1})] + \\
& + (\cos\alpha - \cos\beta + \cos\delta)[-(\cos\beta + \cos\delta)\gamma_{[011]}(1\bar{1}1) + \\
& + (\cos\alpha - \cos\delta)\gamma_{[10\bar{1}]}(1\bar{1}1) - (\cos\alpha + \cos\beta)\gamma_{[\bar{1}\bar{1}0]}(1\bar{1}1)]
\end{aligned} \quad (2.4)$$

Примем гипотезу Кокса [6], согласно которой сдвиг в некоторой системе скольжения определяется лишь соответствующим касательным напряжением. Тогда из сравнения (2.2) и (2.4) убеждаемся, что вклад каждого из скольжений в деформацию ε является положительным.

Рассмотрим здесь два случая, использованные в настоящих экспериментальных исследованиях:

1) Положим, что σ совпадает с направлением [100], то есть $\alpha=0$, $\beta=\gamma=\frac{\pi}{2}$. Из формул (2.2) получим

$$\tau_{[01\bar1]}(111)=\tau_{[011]}(11\bar1)=\tau_{[0\bar11]}(1\bar1\bar1)=\tau_{[011]}(1\bar11)=0$$

$$\tau_{[10\bar1]}(111)=\tau_{[1\bar10]}(111)=\tau_{[101]}(11\bar1)=\tau_{[110]}(11\bar1)= \tag{2.5}$$

$$=\tau_{[110]}(1\bar1\bar1)=\tau_{[101]}(1\bar1\bar1)=\tau_{[10\bar1]}(1\bar11)=\tau_{[110]}(1\bar11)=\frac{\sigma}{\sqrt{6}}$$

Из (2.4) и (2.5) получим

$$\varepsilon=\frac{1}{\sqrt{6}}\left[\gamma_{[10\bar1]}(111)+\gamma_{[1\bar10]}(111)+\gamma_{[101]}(11\bar1)+\gamma_{[1\bar10]}(11\bar1)+\right.$$

$$\left.+\gamma_{[110]}(1\bar1\bar1)+\gamma_{[101]}(1\bar1\bar1)+\gamma_{[10\bar1]}(1\bar11)+\gamma_{[110]}(1\bar11)\right] \tag{2.6}$$

2) Положим, что σ совпадает с направлением [110], то есть $\alpha=\beta=\frac{\pi}{4}$, $\gamma=\frac{\pi}{2}$. Вместо (2.5) и (2.6) здесь будем иметь

$$\tau_{[0\bar11]}(111)=\tau_{[10\bar1]}(111)=\tau_{[011]}(11\bar1)=\tau_{[101]}(11\bar1)=\frac{\sigma}{\sqrt{6}}$$

$$\tau_{[1\bar10]}(111)=\tau_{[0\bar11]}(1\bar1\bar1)=\tau_{[110]}(11\bar1)=\tau_{[110]}(1\bar1\bar1)=$$

$$=\tau_{[101]}(1\bar1\bar1)=\tau_{[011]}(1\bar11)=\tau_{[10\bar1]}(\bar111)=\tau_{[110]}(1\bar11)=0 \tag{2.7}$$

$$\varepsilon=\frac{1}{\sqrt{6}}\left[\gamma_{[0\bar11]}(111)+\gamma_{[10\bar1]}(111)+\gamma_{[011]}(11\bar1)+\gamma_{[101]}(11\bar1)\right] \tag{2.8}$$

Если полагать, что скольжение при ползучести происходит только по одной наиболее слабой системе скольжения*, то при действии σ в направлении [100] или в направлении [110] мы должны были бы получить одинаковые деформации ползучести ε.

Если же полагать, что скольжение при ползучести происходит по всем системам скольжения, то при действии напряжения σ в направлении [100] мы должны были бы получить вдвое большую деформацию, чем при действии того же напряжения в направлении [110].

---

* Под «слабой» системой скольжения здесь подразумевается такая, в которой соответствующее напряжение τ оказывается несколько большим, чем у других, за счет неабсолютно точного соблюдения заданной ориентации образца относительно кристаллографических плоскостей.

3. Результаты экспериментальных исследований

Эксперименты, проведенные на монокристаллах алюминия при ориентации осевого напряжения [100] при следующих парах напряжений и температур: 0.562 $кг/мм^2$, 200°C; 1.019 $кг/мм^2$, 200°C; 1.47 $кг/мм^2$, $T = 200$°C; 1.019 $кг/мм^2$, 220°C; 1.019 $кг/мм^2$, 240°C показали, что кривые ползучести довольно точно аппроксимируются формулой

$$\varepsilon_a(t) = \varkappa \ln(1 + \eta t) \tag{3.1}$$

где $\varkappa$ и η — функции от напряжения и температуры, значения которых приведены в табл. 1.

Таблица 1

σ $кг/мм^2$ T°C	0.562 200	1.019 200	1.47 200	1.019 220	1.019 240
$\varkappa$	0.00104	0.04069	0.06968	0.04534	0.05604
η	1.320	2.354	3.423	2.566	8.660
δ %	7.97	0.25	1.13	1.203	0.384

Значения δ, оценивающие близость экспериментальных и теоретических кривых и приведенные в табл. 1, вычислены по формуле

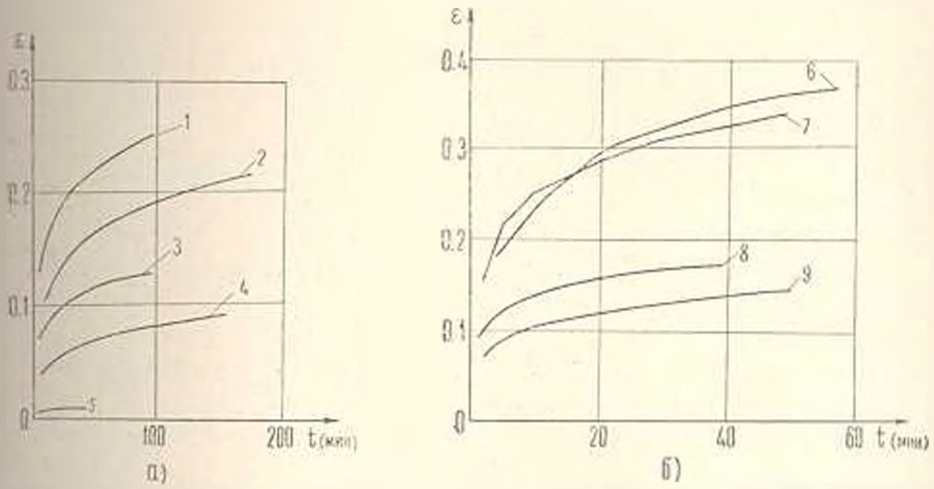
$$\delta = \frac{\int\limits_0^t |\varepsilon_e(\tau) - \varepsilon_a(\tau)|\, d\tau}{\int\limits_0^t |\varepsilon_e(\tau)|\, d\tau} \tag{3.2}$$

На фиг. 4 приведены экспериментальные кривые ползучести при указанных парах значений напряжения и температуры, а также в аналогичных условиях, но при ориентации осевого напряжения [110] относительно кристаллографических плоскостей. Как можно заключить из фиг. 4, тезис о том, что при ориентации [100] при одних и тех же условиях проведения эксперимента имеют место деформации ползучести вдвое большие, чем при ориентации [110], вполне оправдывается.

Попытаемся сконструировать общую схему деформирования алюминиевых монокристаллов. Положим, что параметр η связан с длиной пробега дислокаций и определяется значениями действующего напряжения и температуры, а взаимоуничтожение и размножение дислокации компенсируют друг друга, то есть параметр $\varkappa$, предполагаемый связанным с плотностью подвижных дислокаций, практически не зависит от времени и также определяется текущими значениями напряжения и температуры. Положим также, что в процессе ползучести происходит заклинивание дислокаций, препятствующее дальнейшему их перемещению и являющееся причиной затухания ползучести. Естественно положить, что некоторый параметр ползучести ω, определяемый процессом закаливания и взаимоуничтожения дислокаций, будет тем больше, чем больше плотность дислокаций. Используя вышеуказанные предположения, в применении к аппроксимации (3.1) построим нижеследующую модель деформирования:

$$
\begin{aligned}
\frac{\partial \varepsilon_c}{\partial t} &= \eta \varkappa e^{-\frac{\omega}{\varkappa^{\nu}}} \\
\frac{\partial \omega}{\partial \varepsilon_c} &= \varkappa^{\nu-1}
\end{aligned}
\tag{3.3}
$$

где в дальнейшем ν принят зависящим только от температуры. Легко видеть, что при постоянных напряжении и температуре система (3.3) принимает вид (3.1) при любом ν.



Фиг. 4. Экспериментальные кривые ползучести при 1. $\sigma=1.019$ кг/мм^2, $T=220$°C, [100] 2. $\sigma=1.019$ кг/мм^2, $T=200$°C, [100]; 3. $\sigma=1.019$ кг/мм^2, $T=220$°C, [110]; 4. $\sigma=1.019$ кг/мм^2; $T=200$°C, [110]; 5. $\sigma=0.562$ кг/мм^2, $T=200$°C, [100]; 6. $\sigma=1.47$ кг/мм^2, $T=200$°C, [100]; 7. $\sigma=1.019$ кг/мм^2, $T=240$°C [100]; 8. $\sigma=1.47$ кг/мм^2, $T=200$°C, [110]; 9. $\sigma=1.019$ кг/мм^2, $T=240$°C, [110]

Примем следующую программу эксперимента:

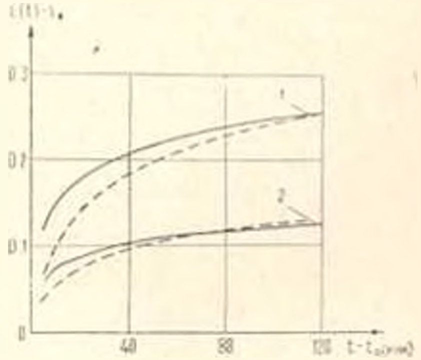
$$
\begin{aligned}
\sigma(t) &= \sigma_1; \quad T(t) = T_1 \text{ при } t < t_0 \\
\sigma(t) &= \sigma_2; \quad T(t) = T_2 \text{ при } t > t_0
\end{aligned}
\tag{3.4}
$$

В применении к (3.4) из системы (3.3) получим

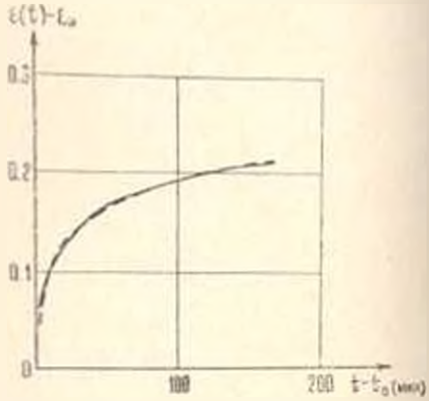
$$
\varepsilon(t > t_0) = \varepsilon_0 + \varkappa_2 \ln\left[1 + \eta_2 (t - t_0) \exp\left(-\frac{\varkappa_1^{\nu_1 - 1}\varepsilon_0}{\varkappa_2^{\nu_2}}\right)\right] \tag{3.5}
$$

где $\varepsilon_0 = \varepsilon(t_0) = \varkappa_1 \ln(1 + \eta_1 t_0)$, а индексы при η, $\varkappa$ и ν приняты соответственными индексам σ и T. При обработке экспериментальных данных было принято $\nu(200$°C$) = 1.3$, $\nu(220$°C$) = 1.357$, $\nu(240) = 1.414$.

На фиг. 5 приведены экспериментальные и теоретические кривые при $T = 200^\circ$ С при напряжении $\sigma_1 = 1.47$ кг/мм² после предварительной ползучести при $\sigma_0 = 1.019$ кг/мм² для ориентации [100] и [110]. При построении теоретической (штриховой) кривой при ориентации образца [110] здесь и в дальнейшем были использованы значения $\varkappa$ из табл. 1, уменьшенные в два раза. Кривые 1 построены после достижения деформации ползучести $\varepsilon_0 = 0.348$, а кривые 2 — после достижения $\varepsilon_0 = 0.1623$. Расхождение экспериментальных и теоретических кривых, согласно (3.3), наблюдается, в основном, в первое время после изменения нагрузки, при этом теория предсказывает меньшую скорость ползучести, чем это имеет место в действительности. Аналогичный, но менее контрастный результат имеет место в условиях ползучести при $\sigma_1 = 1.019$ кг/мм² после предварительной ползучести при $\sigma_0 = 0.562$ кг/мм² в течение 45 мин (фиг. 6).



Фиг. 5. Кривые ползучести при $\sigma = 1.47$ кг/мм² после предварительной ползучести при $\sigma = 1.019$ кг/мм². 1. для ориентации [100], 2. для ориентации [110], —— эксперимент, - - - формула (3.5)



Фиг. 6. Кривые ползучести при $\sigma = 1.019$ кг/мм² после предварительной ползучести при $\sigma = 0.562$ кг/мм² для ориентации [100]

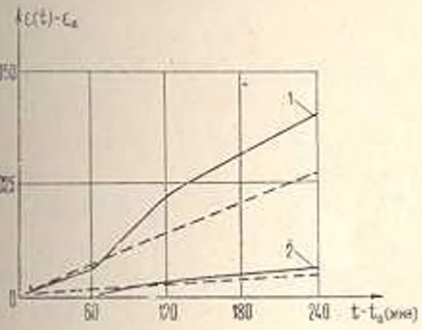
При изучении ползучести при уменьшающихся напряжениях не было получено деформаций обратной ползучести, что согласуется с (3.3). При изучении ползучести при 200° С по программам

$$\sigma(t) = \begin{cases} 1.47 \ \text{кг/мм}^2 & \text{при } t < t_0 \\ 1.019 \ \text{кг/мм}^2 & \text{при } t > t_0 \end{cases} \tag{3.6}$$

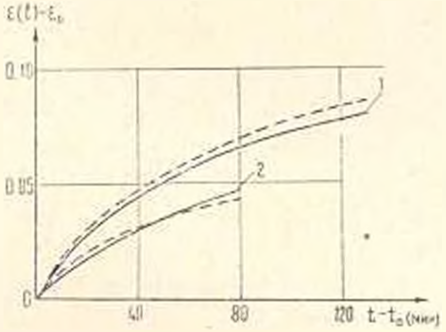
$$\sigma(t) = \begin{cases} 1.47 \ \text{кг/мм}^2 & \text{при } t < t_0 = 45 \text{ м} \\ 0.565 \ \text{кг/мм}^2 & \text{при } t > t_0 \end{cases} \tag{3.7}$$

при ориентациях [100] и [110] при $t > t_0$ были получены дополнительные деформации $\varepsilon(t) - \varepsilon(t_0)$ на два порядка меньше, чем деформации, достигнутые к моменту t_0. Расхождение экспериментальных и теоретических данных для программы (3.6) достигает 30% (фиг. 7), однако и сами эти деформации пренебрежимо малы. Соответственно программе (3.7) деформации $\varepsilon(t) - \varepsilon_0$ в экспериментах были равны нулю; по формуле (3.5) предсказываются деформации $\varepsilon(t)-\varepsilon_0$, равные $0.5\cdot10^{-7}\simeq 0$ при $t-t_0=160$ *м*.

Исследования ползучести при переменных температурах показали хорошее совпадение экспериментальных данных с моделью (3.3) (фиг. 8).

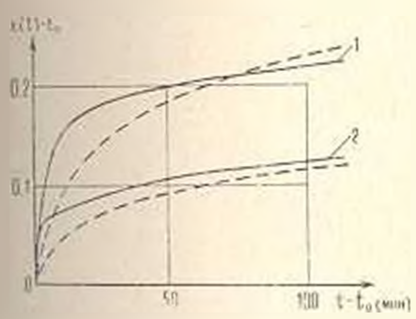


Фиг. 7. Кривые ползучести при $\sigma=1.019$ *кг/мм²* после предварительной ползучести при $\sigma=1.47$ *кг/мм²*. 1. для ориентации [100] при $\varepsilon_0=0.507$; 2. для ориентации [110] при $\varepsilon_0=.308$

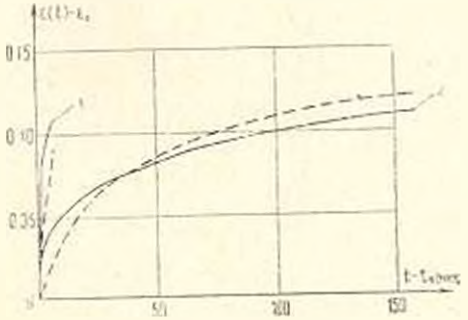


Фиг. 8. Кривые ползучести при $\sigma=1.019$ *кг/мм²*, $T=220°C$ после предварительной ползучести при $\sigma=1.019$ *кг/мм²*, $T=200°C$. 1. для ориентации [100], $\varepsilon_0=0.2515$; 2. для ориентации [110], $\varepsilon_0=0.113$

При исследовании ползучести при одновременном уменьшении температуры и повышении напряжения (фиг. 9 и 10) получены некоторые расхождения эксперимента с моделью (3.3), в основном, в первое время после изменения нагрузки и температуры, как это наблюдалось и при росте напряжения при постоянной температуре (фиг. 5). Модель (3.3) предсказывает менее интенсивную ползучесть сразу после повышения нагрузки, чем



Фиг. 9. Кривые ползучести при $\sigma=1.47$ *кг/мм²*, $T=200°C$ после предварительной ползучести при $\sigma=1.019$ *кг/мм²*, $T=220°C$; 1. для ориентации [100] при $\varepsilon_0=0.416$; 2. для ориентации [110] при $\varepsilon_0=0.2275$



Фиг. 10. Кривые ползучести при $\sigma=1.47$ *кг/мм²*, $T=200°C$ после предварительной ползучести при $\sigma=1.019$ *кг/мм²*, $T=240°C$; 1. для ориентации [100] при $\varepsilon_0=0.603$; 2. для ориентации [110] при $\varepsilon_0=0.259$

это имеет место в действительности, в дальнейшем же расхождение уменьшается. Таким образом, при постоянных напряжениях и температурах, а также при различных программах ступенчатых изменений напряжений и температур модель (3.3) вкупе с гипотезой о зависимости скольжения в некоторой системе скольжения только от соответствующего касательного напряжения, независимо от скольжений в других системах, приводит к принципиальному согласию с экспериментальными данными, что позволяет рекомендовать ее для описания ползучести монокристаллов.

Рассмотрим теперь, собственно, скольжение в кристаллографических системах скольжения. Согласно формулам (2.5) и (2.6), для ориентации осевого напряжения σ в направлении [100] для любой активной системы скольжения имеем

$$\gamma = \frac{\sqrt{6}}{8}\varepsilon; \qquad \tau = \frac{\sigma}{\sqrt{6}} \tag{3.8}$$

Используя данные настоящего пункта, получим

$$\frac{\partial\gamma}{\partial t} = \xi\eta e^{-w}; \qquad \frac{\partial w}{\partial\gamma} = \xi^{-1} \tag{3.9}$$

что при постоянных напряжении и температуре соответствует аппроксимации

$$\gamma = \xi \ln(1 + \eta t) \tag{3.10}$$

На основе данных табл. 1 и формул (3.8) составим таблицу экспериментальных значений функций ξ и η, определяющих соотношения (3.9).

Таблица 2

τ кг/мм² T °C	0.2294 200	0.416 200	0.600 200	0.416 220	0.416 240
ξ	0.003184	0.012459	0.021335	0.013882	0.017159
η	1.320	2.354	3.423	2.566	8.660

Формулы (3.9) в отличие от (3.3) могут быть использованы для произвольной ориентации действующих напряжений. Отметим, что при процедурах построения теоретических кривых при ориентации осевого напряжения [110] фактически были использованы соотношения (3.9).

Использование соотношений (3.9) для монокристаллов имеет и еще одно достоинство. Заложенный в основе соотношений (3.9) тезис о зависимости скольжения в некоторой системе скольжения лишь от истории температуры и касательного напряжения, соответствующего данной системе скольжения, позволяет использовать соотношения (3.9) вообще для любого напряженного состояния. Действительно, в случае сложного напряженного состояния лишь изменятся формулы для определения касательного напряжения, соответствующего данной системе скольжения, и не видно, какое значение для скольжения имеет факт существования некоторым образом ориентированных в пространстве двух главных площадок с нулевыми напряжениями, имеющими место при осевом растяжении.

4. Обсуждение результатов

Перейдем к рассмотрению ряда свойств соотношений (3.9) для описания ползучести монокристаллов. В работе [7] постулировалось, а в работе [8] в условиях третьей стадии изучалось свойство преемственности материала, заключающееся в том, что материал, получивший некоторую деформацию ползучести ε_0 будет иметь тем меньшую сопротивляемость ползучести, чем при меньшем напряжении была достигнута деформация ε_0. Принимая в формуле (3.5) $\nu_1 = \nu_2 > 1$, что соответствует постоянству температуры, получим, что при одних и тех же значениях $t-t_0$, ε_0, $\varkappa_0$, η_0 значение ε будет тем больше, чем меньше $\varkappa_1$. Поскольку $\varkappa$ является возрастающей функцией от σ, так как при постоянных напряжениях, естественно, ползучесть тем интенсивнее, чем выше напряжение, приходим отсюда к выводу, что преемственность описывается соотношениями (3.3), а следовательно, и соотношениями (3.9).

Для рассмотрения вопроса о нарушении коммутативности при ползучести [7] примем следующие программы напряжения:

$$
\begin{aligned}
&1)\quad \sigma(t) = \begin{cases} \sigma_1 & 0 < t < t_0 \\ \sigma_2 & t_0 < t < 2t_0 \end{cases} \\
&2)\quad \sigma(t) = \begin{cases} \sigma_2 & 0 < t < t_0 \\ \sigma_1 & t_0 < t < 2t_0 \end{cases}
\end{aligned}
\qquad \sigma_1 < \sigma_2; \quad T = \text{const} \qquad (4.1)
$$

Согласно нормальному нарушению коммутативности должны иметь $\varepsilon_1(2t_0) - \varepsilon_2(2t_0) > 0$, где индексы при ε соответствуют программам нагружения (4.1). Используя соотношения (3.3) в применении к программам (4.1), получим

$$
f(x,\ y) = \varepsilon_1(2t_0) - \varepsilon_2(2t_0) =
$$

$$
= \varkappa_1 \ln \left\{ \frac{1 + \eta_1 t_0}{1 + \eta_1 t_0 (1 + \eta_1 x t_0)^{-\nu'}} \left[\frac{\eta_1 t_0 [(1 + \eta_1 t_0)^{-\nu'} - 1]}{\dfrac{1}{x} + \eta_1 t_0} + 1 \right]^{y} \right\} \qquad (4.2)
$$

где

$$
x = \frac{\eta_2}{\eta_1}, \qquad y = \frac{\varkappa_2}{\varkappa_1}
$$

Из выражения (4.2) видно, что функция $f(x,\ y)$ является возрастающей по x и, кроме того, $f(1,\ y) > 0$, вследствие чего выражение (4.2) положительно для всех $x > 1$, $y > 1$, что соответствует $\sigma_1 < \sigma_2$, и, следовательно, соотношения (3.3) описывают нормальное нарушение коммутативности.

Соотношения (3.3) или (3.9) отрицают обратную ползучесть даже после полной разгрузки. В настоящих экспериментах при частичной разгрузке обратная ползучесть не наблюдалась. В работе [9] на монокристаллической меди обратная ползучесть не наблюдалась и при полной разгрузке.

Согласно концепции скольжения в форме (3.9), ползучесть монокристаллов при сжатии и растяжении одна и та же. Мы не располагаем какими-либо экспериментальными данными о ползучести монокристаллов при равных нагрузках противоположных знаков, но представляется полезным здесь привести аналогичные данные для поликристаллов.

Как показано в работах [10, 11], экспериментальные данные ползучести металлов при сжатии и растяжении в условиях отсутствия разупрочнения материала, то есть при отсутствии 3-й стадии, практически одни и те же.

В случае же, когда ползучесть протекает без упрочнения или при явно выраженной 3-й стадии [12—14], деформации ползучести при растяжении порою существенно превосходят деформации ползучести при сжатии в аналогичных условиях эксперимента. Однако, как показано тщательными исследованиями в работе [15], деформации с возрастающей скоростью возникают при межкристаллитном скольжении. Учитывая это, а также и то, что при изучении ползучести монокристаллов не наблюдалась третья стадия ползучести, естественным представляется предположить, что здесь концепция скольжения в форме (3.9), которая соответствует одинаковому деформированию при сжатии и растяжении, имеет основания.

Соотношения (3.3) формально могут быть рассмотрены как разновидность кинетических уравнений поврежденности, согласно модели Ю. Н. Работнова [16]

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = f(\sigma, \omega); \quad \frac{\partial \omega}{\partial t} = \varphi(\sigma, \omega)$$

если здесь положить

$$\varphi(\sigma, \omega) = \eta \varkappa^{*} e^{-\frac{\omega}{\varkappa^{*}}}; \quad f(\sigma, \omega) = \eta \nu e^{-\frac{\omega}{\varkappa^{*}}}$$

где η и $\varkappa$ определяются значением σ.

Институт механики
АН Арм. ССР
Отдел металлургии
Университета Британской
Колумбии, Канада

Поступила 24 I 1979

Ա. Մ. ՍԻՄՈՆՅԱՆ

ԱԼՅՈՒՄԻՆԻ ՄՈՆՈԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ՍՈՂՔԻ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ամփոփում

Հետազոտված է ալյումինի մոնոբյուրեղների միառանցք սողքը լարումների և ջերմաստիճանի փոփոխության տարբեր ծրագրերի դեպքում։ Փորձերը դրված են լարումների (100) և (110) բյուրեղագրաֆիկ կողմնորոշումների

ցնցում։ Առաջարկված է ռեոլոգիական մոդել, որը բավարար է գլանցում սահքի պրոցեսները մոնոբյուրեղում։

ON CREEP OF ALUMINUM MONOCRYSTALS

A. M. SIMONIAN

Summary

The creep of monocrystals of aluminum under orientations [100] and [110] of tensil stress in investigated.

Experiments are carried out by different programmes of changes in stress, temperature and simultaneous change in stress and temperature.

Using the investigations on shear stresses in all twelve slip systems {111}, <110> and the relation of slip strain in a certain slip system and general axial strain in direction of axial stress for the experimental results, the rheological model

$$\frac{d\gamma}{dt} = \xi \nu_1 e^{-\frac{\omega}{\xi^{\nu}}}$$

$$\frac{d\omega}{d\gamma} = \xi^{\nu - 1}$$

is suggested. At constant stress and temperature it corresponds to the following approximation

$$\gamma = \xi \ln (1 + \nu_1 t)$$

Here γ is the shear strain in a certain system, ξ and ν_1 are the functions of temperature and a proper shear stress, ν is dependent on temperature only.

It is shown theoretically and experimentally that the axial creep strain of monocrystals under orientation of tensile stress [100] is twice as much as the creep under orientation of tensile stress [110].

ЛИТЕРАТУРА

1. *Коттрелл А. Х.* Строение металлов и сплавов. М., Металлургиздат, 1961.
2. *Куров В. Д., Мельников Г. П., Соколов А. А.* Влияние структуры материала на длительную прочность. Научн. тр. института механики МГУ, № 23, 1973.
3. *Immarigeon J.-P. A., Wallace W., Van Drunen G.* The Hot Working Behaviour of Mar M 200 superalloy compacts. DME/NAE Quarterly Bulletin. National Research Council Canada, Ottawa, April, 1977.
4. *Иванова В. С., Гордиенко Л. К.* Новые пути повышения прочности металлов. М., «Наука», 1964.
5. *Чалмерс Б.* Физическое металловедение. М., Металлургиздат, 1963.

6. *Kocks U. F.* The Relation Between Policristal Deformation and Single-Crystal Deformation. Metallurgical Transactions. vol. 1. May. 1970.
7. *Симонян А. М.* О двух вопросах в одномерной теории ползучести. Изв. АН АрмССР, Механика, 1977, т. XXX, № 3.
8. *Симонян А. М.* Экспериментальное исследование преемственности при высокотемпературной трехстадийной ползучести хромо-никелевой стали. Изв. АН АрмССР, Механика, 1978, т. XXXI, № 6.
9. *Davies P. W., Nelmes G., Williams K. R., Wilshire B.* Stress-change experiments during high-temperature creep of copper, iron and zinc. Metal Sci. J. 1973, t. 7, May.
10. *Sully A.* Creep testing in compression for simple creep assesment. Prod. Engin., 1953, t. 24, No. 4.
11. *Торшенов Н. Г.* Ползучесть алюминиевого сплава Д-16Т при сжатии. ПМТФ, 1961, № 6.
12. *Лепин Г. Ф., Тихонов А. П., Горпинич В. Ф., Дубинин В. П., Осасюк В. В.* К вопросу о ползучести металлов и сплавов в условиях растяжения и сжатия при повышенных температурах. Проблемы прочности, 1969, № 3.
13. *Соснин О. В.* О ползучести материалов с различными характеристиками на растяжение и сжатие. ЖПМТФ, 1970, № 5.
14. *Tilly G. P., Harrison G. F.* Interpretation of tensile and compressive creep behaviour of two nickel alloys. J. Strain Anal., 1973, t. 8, No. 2.
15. *Грант Н. Дж., Чаудхури А. Р.* Ползучесть и разрушение. Сб. «Ползучесть и возврат». М., Металлургиздат, 1961.
16. *Качанов Л. М.* Основы механики разрушения. М., «Наука», 1974.