

ФИЗИЧЕСКАЯ ПРИРОДА ПОЛЗУЧЕСТИ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ТЕЛ (ОБЗОР)

В. Л. Инденбом, М. А. Могилевский, А. Н. Орлов,
В. М. Розенберг

(Ленинград, Новосибирск, Москва)

1. Введение. Ползучесть представляет собой частный случай пластической деформации, когда приложенное к образцу внешнее напряжение во время опыта поддерживается постоянным. Еще в процессе нагружения в образце протекает упругая и «мгновенная» пластическая деформация, далее наступает первая стадия ползучести (неустановившаяся ползучесть). При этом скорость пластической деформации обычно снижается (зависимость типа *a* на фиг. 1), однако в некоторых случаях (в малодислокационных кристаллах кремния, германия, в поликристаллическом железе с дислокациями, блокированными углеродом, в латунях и других материалах) наблюдается инкубационный период ползучести (зависимость типа *b* на фиг. 1). На второй стадии ползучести (так называемая установившаяся ползучесть) скорость ползучести почти постоянна. Третья стадия, как правило, характеризуется возрастанием скорости ползучести и оканчивается разрушением.

Как и при любой пластической деформации кристаллических тел, атомарный механизм ползучести заключается в движении различных дефектов кристаллической решетки: точечных (вакансий, межузельных атомов, примесных атомов), линейных (дислокаций), поверхностных (границ блоков, двойников).

Ниже кратко излагается современное состояние физических исследований ползучести (преимущественно чистых металлов), целью которых является выяснение механизмов, контролирующих скорость ползучести в различных условиях, а также характера изменения структуры материала в ходе ползучести. К сожалению, достигнутые к настоящему времени результаты недостаточны для построения цельной физической теории ползучести. Однако уже сейчас вполне целесообразно обсудить отдельные ее аспекты.

2. Движение точечных дефектов (диффузионная ползучесть). Направленный поток точечных дефектов возникает при наличии градиента химического потенциала

$$\mu = kT \ln \frac{c}{c_0} + p\Omega \quad (2.1)$$

Здесь c — локальная концентрация дефектов, c_0 — их равновесная концентрация при температуре T , k — постоянная Больцмана, p — давление, Ω — атомный объем. Перенос массы, определяющий пластическую деформацию, описывается диффузионным уравнением

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D \nabla^2 \left(c + c_0 \frac{p\Omega}{kT} \right) \quad (2.2)$$

где D — коэффициент диффузии дефектов. В случае вакансий перенос массы (поток атомов) происходит, разумеется, в направлении, обратном потоку вакансий (фиг. 2).

Диффузионная пластичность может быть как в неоднородном поле напряжений σ $\text{grad } p \neq 0$ (восходящая диффузия [1]), так и в однородном поле напряжений. В последнем случае градиент концентрации дефектов, вызывающий их движение, обеспечивается граничными условиями: различием химических потенциалов в разных точках поверхности кристалла или зерна в поликристалле. Нормальное к поверхности тела напряжение

$$\sigma_n = \sigma_{ik} n_i n_k$$

(n — нормаль к поверхности, по повторяющимся индексам подразумевается суммирование) изменяет химический потенциал на

$$\Delta \mu = \sigma_n \Omega \quad (2.3)$$

чему соответствует пересыщение

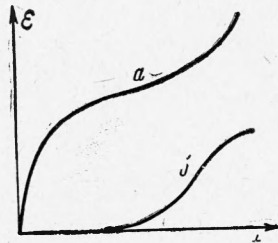
$$\Delta c = c_0 \frac{\sigma_n \Omega}{kT}$$

Для сферического зерна радиуса R скорость ползучести [2,3]

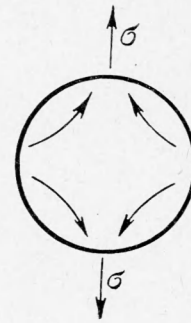
$$\epsilon_{ij} = \frac{1}{\eta} \left(\sigma_{ij} - \frac{\delta_{ij}}{3} \sigma_{kk} \right) \left(\eta = \frac{3}{4} \frac{kT}{D\Omega} R^2 \right) \quad (2.4)$$

(δ_{ij} — символ Кронекера)

Учет релаксации касательных напряжений в поликристалле за счет пониженной вязкости граничных слоев несколько изменяет численный коэффициент в (2.4).



Фиг. 1



Фиг. 2

Недавно И. М. Лифшиц [4] дал полное решение самосогласованной задачи о диффузионной ползучести поликристалла с учетом внутренних напряжений, возникающих благодаря несогласованной деформации смежных зерен. Для эффективной вязкости вместо величины η , фигурирующей в (2.4), Лифшиц получил выражение типа $\eta^\circ + \eta^*$, где η° определяет зависимость объемной вязкости от формы зерна, а η^* описывает вязкое проскальзывание по границам зерен. В случае достаточно испорченных границ тензор вязкости

$$\eta_{iklm} \approx \eta_{iklm}^\circ = \frac{kT}{4\pi D\Omega V} \int_V \int_V x_i \xi_k \frac{\partial^2}{\partial x_l \partial \xi_m} |x - \xi|^{-1} dx d\xi \quad (2.5)$$

Здесь V — объем зерна. При переходе к очень мелкому зерну возрастает роль поверхностной диффузии по границам зерен. Если отношение коэффициентов поверхностной и объемной самодиффузии D_S/D намного превышает отношение размера зерна L к межатомному расстоянию a , для эффективной вязкости справедлива оценка

$$\eta = \eta \frac{DL}{D_S a} \quad (2.6)$$

Предполагается, что диффузионная ползучесть определяет поведение мелкозернистых материалов при очень высоких температурах [5]. Примером может служить ползучесть поликристаллической окиси алюминия в области температур 1400—1900° С [6,7], где достаточно четко наблюдалась характерная для диффузионной ползучести зависимость $\dot{\epsilon} \sim \sigma D/R^2$, причем эффективная вязкость соответствовала коэффициенту диффузии ионов алюминия и на несколько порядков превышала коэффициент диффузии ионов кислорода. Возможно, что диффузионный механизм деформации имел место при растяжении тонких железных проволок при температурах выше 1350° С [8]. В этих опытах отмечалось образование канавок в области границ, почти перпендикулярных оси образца, удлинение было связано с объемом материала, ушедшего из канавок.

3. Консервативное движение (скольжение) дислокаций. Металлографические исследования показывают, что ползучесть обычно сопровождается образованием на поверхности следов скольжения. В монокристаллах алюминия ползучесть, обусловленная скольжением дислокаций в редких четко видимых полосах, наблюдалась даже при предплавленных температурах [9]. При движении дислокации скорость пластической деформации дается формулой типа (подробнее см. [10])

$$\dot{\epsilon} = Nvb \quad (3.1)$$

где N — плотность дислокаций, v — их скорость, b — модуль вектора Бюргерса. Кривые ползучести для германия хорошо описываются формулой (3.1), если в нее подставить зависимости $N(\epsilon)$ и $v(\sigma, T)$, определенные из микроскопических наблюдений дислокаций [11].

Можно ожидать, что при достаточно низких напряжениях подвижность дислокаций определяется трением решетки — силами типа Пайерлса — Набарро (см. [12], стр. 104), которые должны быть преодолены при перемещении линии дислокации в плоскости скольжения из одного положения с минимальной энергией в другое. Прямолинейные участки дислокации, лежащие вдоль выгодных направлений (в гранецентрированной кубической решетке это — направления плотной упаковки $\langle 110 \rangle$), соединены перегибами. Тангенциальное перемещение перегибов под действием напряжения скоростью v_k обеспечивает поступательное движение дислокаций со скоростью

$$v = nbv_k \quad (3.2)$$

Здесь n — линейная плотность перегибов. Равновесная плотность перегибов [13]

$$n = \frac{(2\pi\rho w_0 kI)^{1/2}}{hE^{1/2}} \exp \frac{-w_0}{kT} \quad (3.3)$$

где w_0 — энергия перегиба, ρ — плотность материала, E — погонная энергия дислокации, h — постоянная Планка. Согласно [14],

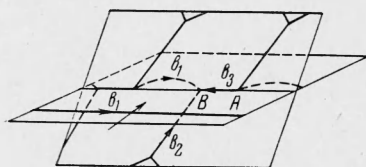
$$v_k \approx \frac{C\sigma b^3}{kT} \quad (3.4)$$

Здесь c — скорость звука. Следовательно, по (3.1) — (3.3) скольжение дислокаций в предельном случае малых напряжений приводит к линейной зависимости скорости ползучести от напряжения

$$\dot{\epsilon} = \frac{N(2\pi\rho w_0)^{1/2} C b^5}{h(EkT)^{1/2}} \sigma \exp \frac{-w_0}{kR} \quad (3.5)$$

По-видимому, трение решетки контролирует ползучесть ковалентных кристаллов (алмаз, кремний [12], стр. 505) и гексагональных металлов цинка (см. [15]) и магния [16] при скольжении по небазисным системам. Вследствие больших напряжений Пайерлса эти системы становятся активными лишь при высоких температурах.

Сопротивление движению дислокаций может быть обусловлено не только взаимодействием их с решеткой, но и с другими дислокациями и с иными дефектами кристалла. Так, в случае пересечения притягивающихся дислокаций происходят дислокационные реакции с энергетически выгодным образованием суммарной дислокации, например AB на фиг. 3, где показана схема зависания движущейся дислокации с вектором Бюргерса b_1 на встречных; стрелками указаны направления линий дислокаций; $b_1 + b_2 + b_3 = 0$. Для продолжения движения дислокации необходимо сокращение сегмента AB с преодолением соответствующего потенциального барьера [17]. При пересечении отталкивающихся дислокаций реакции между ними не происходит. При этом движущаяся дислокация может быть продавлена через стенку неподвижных. Высота потенциального барьера U и его зависимость от σ в этом случае определяется геометрией задачи. Если вместо строгого расчета упругих полей ограничиться учетом погонной энергии (линейного натяжения) дислокаций, то продавливаемый сегмент в состояниях устойчивого и неустойчивого равновесия представляет собой дугу окружности радиуса $R = 0.5Gb/\sigma$ ([18], стр. 70).



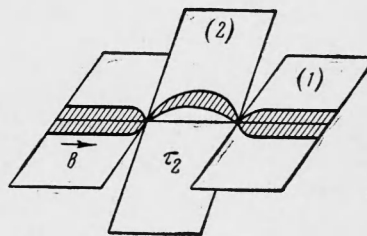
Фиг. 3

Безактивационное преодоление потенциального барьера происходит при критическом напряжении

$$\sigma = Gb/l \quad (3.6)$$

где l — расстояние между дислокациями стенки.

Скольжение винтовых дислокаций в гранецентрированной решетке кристаллографически возможно по двум плоскостям типа $\{111\}$, проходящим через линию дислокации. Поэтому винтовая дислокация, задержанная у какого-либо препятствия (параллельная дислокация, выделившаяся частица), может продолжать движение перейдя в другую плоскость (процесс поперечного скольжения). Энергетически выгодная конфигурация дислокации в гранецентрированной решетке представляет собой дефект упаковки в плоскости скольжения $\{111\}$, ограниченный частичными дислокациями (подробнее см. [19] — стр. 183 и [20]). Для перехода линии дислокации из исходной плоскости скольжения в плоскость поперечного скольжения необходимо за счет термической флуктуации сжать дефект упаковки на некоторой длине. Сжатый участок дислокации затем распадается на частичные дислокации уже в другой плоскости скольжения; так, на фиг. 4 приведена схема поперечного скольжения винтовой дислокации из исходной плоскости (1) в плоскость (2). Попытка теоретически получить энергию активации этого процесса была сделана в работах Шёка и Зегера [21] и Фриделя [22].



Фиг. 4

Если на расщепленной винтовой дислокации имеется ступенька, поперечное скольжение будет осуществляться значительно легче. Ступенька на винтовой дислокации диссоциирована таким образом, что одна из частичных дислокаций ее уже лежит в плоскости поперечного скольжения (подробнее см. [23]).

Можно считать, что поперечное скольжение винтовых дислокаций контролирует ползучесть поликристаллического алюминия при $275-370^\circ\text{K}$ (энергия активации 28000 кал/моль) [24] и монокристаллов алюминия при чистом сдвиге при $600-750^\circ\text{K}$ [25].

4. Неконсервативное движение (переползание) дислокаций. В отличие от рассмотренных выше случаев консервативного движения (скольжения) дислокаций, при неконсервативном движении происходит наращивание или укорачивание неполных атомных плоскостей, требующее переноса масс — диффузионного перемещения вакансий или межузельных атомов. В результате вся дислокация или отдельные ее участки (вплоть до атомарных ступенек) переползают — перемещаются под углом к плоскости скольжения.

Ступеньки на дислокациях возникают как при пересечении с другими дислокациями, вектор Бюргерса которых не лежит в плоскости скольжения первой ([18], стр. 200), так и при движении перегибов разного типа вдоль винтовой дислокации [26].

Энергия активации образования ступенек при пересечении дислокаций зависит от типа ступеньки и степени расщепления дислокаций и составляет $U = \alpha Gb^3$, причем α может изменяться от 0.2 до 1 ([18], стр. 201). По Зегеру ([19], стр. 211), активационный объем γ равен при этом bdl , где l — расстояние между дислокациями леса, а d — ширина расщепленной дислокации. Для скорости ползучести следует

$$\dot{\epsilon} = v_0 b F Q \exp \left[- \frac{U - \gamma (\sigma - \sigma_i)}{kT} \right] \quad (4.1)$$

Здесь ν_0 — частота тепловых колебаний атомов (порядка 10^{12} сек^{-1}), Q — объемная плотность отрезков дислокаций, задержанных у препятствий, F — площадь, проходящая этими отрезками после преодоления препятствия, σ_i — амплитуда поля внутренних напряжений, препятствующих движению дислокаций. Если предположить, что внутреннее напряжение возрастает пропорционально деформации ($\sigma_i = \theta \epsilon$, θ — коэффициент упрочнения), а предэкспоненциальный множитель в (4.1) остается постоянным, после интегрирования получается часто наблюдаемая на опыте логарифмическая зависимость

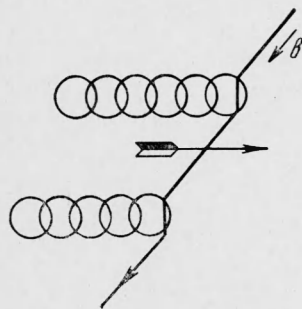
$$\epsilon = A \ln(\nu t + 1)$$

$$\left(A = \frac{kT}{\theta \gamma}, \nu = \frac{1}{A} \nu_0 b F Q \exp\left(-\frac{U - \gamma \sigma_i}{kT}\right) \right) \quad (4.2)$$

Согласие с экспериментальными данными получается, если принять $\gamma \approx 10^{-19} \text{ см}^3$, что соответствует наблюдаемым значениям l .

Если все входящие в (4.1) величины не изменяются в ходе ползучести, имеет место установившаяся ползучесть.

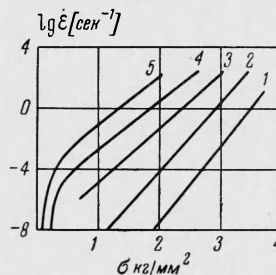
Зависимость скорости установившейся ползучести от напряжения и температуры типа (4.1) наблюдалась экспериментально для разнообразных материалов [27, 28] при температурах ниже $0.5 T_*$ — температуры плавления и не слишком низких напряжениях. Так, на фиг. 5 приведена зависимость [27] скорости ползучести от напряжения для поликристаллического алюминия: 1 — 100°C , 2 — 200°C , 3 — 300°C , 4 — 400°C , 5 — 500°C . При одноосном растяжении энергия активации U оказывалась порядка энергии сублимации ($\approx 8,6 \text{ Гб}^3$ для гранецентрированных металлов). К сожалению, атомный механизм, лимитирующий скорость ползучести, в работах Журкова, как и во многих других экспериментальных исследованиях, не был выявлен. Однако по электронномикроскопическим данным М. М. Мышляева [29] значение l оказывается действительно близким к расстоянию между дислокациями в субграницах: l равно 140 \AA для $\gamma = 3.66 \text{ (ккал/моль) (мм}^2/\text{кг)}$.



Фиг. 6

При изменении вида напряженного состояния изменяется соотношение между активностью различных систем скольжения, и, следовательно, возникает различная дислокационная структура, в частности, изменяется соотношение между числом ступенек разных типов. Возможно, что этим и объясняется влияние вида напряженного состояния на энергию активации и скорость ползучести.

По мнению ряда авторов, скорость ползучести лимитируется образованием и дальнейшим движением ступенек, возникших при пересечении дислокаций [33, 34]. Они могут мигрировать вдоль линии дислокации, либо переползать, оставляя за собой след в виде цепочек из вакансий или межузельных атомов, как это показано на фиг. 6. Соответственно при фиксированном направлении движения дислокации следует различать ступеньки вакансионного и межузельного типов. Поскольку энергия образования межузельных атомов значительно превышает энергию образований вакансий, можно ожидать, что рождение межузельных атомов будет происходить лишь при быстром движении дислокации. В противном случае неконсервативное движение межузельной ступеньки может быть обеспечено путем поглощения вакансий, поступающих к ступеньке из объема кристалла или вдоль дислокации. По Мотту [33], скорость ползучести лимитируется неконсервативным движением вакансионных ступенек и описывается формулой типа (4.1), где под U следует понимать энергию образования вакансии, а $\gamma = b^2/l$ (l — расстояние между ступеньками). Если ступенька после рождения вакансии не соскальзывает в сторону, необходимо затратить энергию на отвод вакансии, и энергия активации U будет складываться из энергии образования вакансии и энергии ее миграции, т. е. будет равна энергии самодиффузии U_d . Фелтэм [34] подробно рассмотрел различные механизмы движения ступенек и указал спектр соответствующих энергий активации.



Фиг. 5

Рождение вакансий при ползучести подтверждается многими косвенными данными. Однако следует заметить, что при пластической деформации в некоторых случаях образуются в основном не вакансии, а межузельные атомы [35].

Изложенные выше соображения о влиянии вида напряженного состояния на характер ползучести полностью относятся также и к случаю ползучести, лимитируемой рождением точечных дефектов.

Если скольжение дислокаций по тем или иным причинам подавлено, основной вклад в ползучесть дает переползание дислокаций. При этом обмен точечными дефектами может происходить как между дислокациями и границами кристалла (зерна), так и между самими дислокациями. На краях лишней плоскости изменение химического

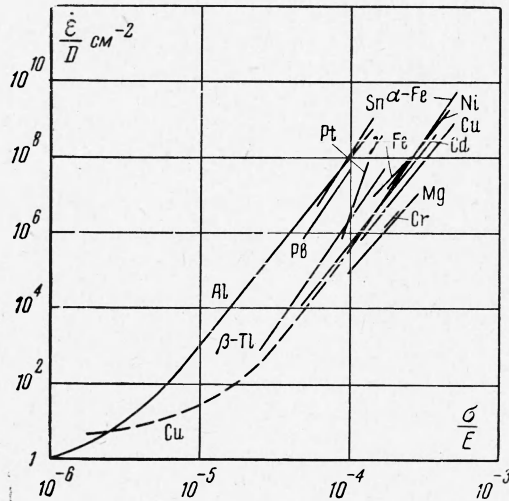
потенциала дается формулой (2.3), где n — нормаль к лишней плоскости. Поток точечных дефектов к краю лишней плоскости (или от него) обеспечивает переползание дислокации со скоростью

$$v_n = \frac{2\pi D}{b \ln(R/r_0)} \frac{\epsilon \Omega}{kT} \quad (4.3)$$

Здесь R — расстояние между источником и стоком дефектов, r_0 — радиус ядра дислокации. Подставляя (4.3) в (3.1), получаем для скорости ползучести кристалла с плотностью дислокаций N

$$\dot{\epsilon} = \frac{2\pi N \epsilon}{\ln(R/r_0)} \frac{D \Omega}{kT} \quad (4.4)$$

Сопоставление (4.4) и (2.4) показывает, что даже несколько дислокаций в объеме зерна обеспечивают более высокую скорость ползучести, чем чисто диффузионный (бездислокационный) механизм, рассмотренный в п. 2.



Фиг. 7

Переползание требует наличия на дислокациях ступенек, к которым присоединяются вакансии. Энергия активации переползания U_c равна энергии активации самодиффузии U_d , только если энергия образования ступеньки $U_j \ll U_d$ или $U_j \gg U_d$ (во втором случае ступеньки не могут возникать флуктуационно, а только при пересечении дислокаций, что резко снижает скорость переползания). Если же U_j и U_d сравнимы по величине, то $U_c > U_d$ [20].

5. Общий случай дислокационной ползучести. В общем случае рассмотренные выше процессы разыгрываются в сложной дислокационной структуре, отдельные элементы которой могут претерпевать изменения в результате как переползания, так и скольжения.

Во многих работах обсуждается схема расползания дислокационных скоплений, предложенная Виртманом [36]. Если напряжением σ к препятствию поджато n дислокаций, на головную дислокацию скопления действует напряжение $n\sigma$. Скорость переползания головной дислокации определяется формулой (4.2), в которую вместо внешнего напряжения σ должно быть подставлено внутреннее напряжение, по порядку величины равное $n\sigma$. Если поле напряжений, вызываемое препятствием, убывает обратно пропорционально расстоянию, для обхода препятствия дислокация должна переползти на расстояние, обратно пропорциональное $n\sigma$. В результате скорость ползучести оказывается пропорциональной $(n\sigma)^2 D/kT$.

Если дислокации в скоплении собраны с участка плоскости скольжения протяженности L , то $n \approx 2\sigma L/Gb$ и скорость ползучести пропорциональна $\sigma^4 D/kT$.

Учет различных геометрических факторов приводит к добавочной слабой зависимости $\dot{\epsilon}$ от σ , так что окончательно для скорости ползучести следует

$$\dot{\epsilon} = \frac{\text{const}}{kT} \sigma^m \exp \frac{-U_d}{kT} \quad (3 < m < 4.5). \quad (5.1)$$

При высоких значениях $n\sigma$ должно быть учтено понижение энергии активации за счет работы напряжения и в (5.1) нужно заменить

$$\sigma^m/kT \quad \text{на} \quad \sigma^{m-2} \text{sh} An\sigma\Omega/kT$$

Здесь A — константа, определяемая геометрией задачи.

Проведенный Шерби [37] анализ экспериментального материала по 15 чистым металлам при температурах испытания выше $0.5 T_*$ показывает, что в координатах $\ln(\dot{\epsilon}/D)$, $\ln(\sigma/E)$ на фиг. 7 получаются параллельные прямые с наклоном $m \approx 5$, что автор рассматривает как подтверждение формулы (5.1). В опытах Маклина [38] по ползучести α -Fe при 550 и 700° С выполнялась подобная зависимость с $m = 5.4$, и, действительно, оказалось, что плотность дислокаций, определенная прямым электронно-микроскопическим методом, слабо возрастала с напряжением, так что резкая зависимость скорости ползучести от напряжения должна была быть обусловлена влиянием напряжений на среднюю скорость движения дислокаций.

Подробное исследование кинетики высокотемпературной ползучести ряда гранцентрированных кубических металлов (в том числе — на монокристаллах) было проведено Б. Я. Пинесом и его сотрудниками [5,9,39]. В области предплавления температур зависимость скорости ползучести от напряжения оказывается линейной, пока σ не превышает некоторого критического значения σ_0 .

При $\sigma > \sigma_0$

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_1 + \dot{\epsilon}_2 \quad (\dot{\epsilon}_1 = A_1 \dot{\sigma}, \dot{\epsilon}_2 = A_2 (\sigma - \sigma_0)^m)$$

С повышением температуры значения A_1 и m увеличиваются, а σ_0 уменьшается. Константа A_1 сильно зависит от структуры. Когда $\sigma < \sigma_0$, деформация не сопровождается появлением видимых следов скольжения. При $\sigma > \sigma_0$ на поверхности деформированных монокристаллов наблюдается сравнительно небольшое число грубых полос скольжения. Для алюминия величина σ_0 изменялась с температурой пропорционально модулю сдвига G , и значения скорости ползучести, полученные при различных температурах и напряжениях, укладывались на универсальную кривую типа

$$\dot{\epsilon} = Df(\sigma/G) \quad (5.2)$$

в согласии с результатами Шерби [37].

У никеля отношение σ_0/G зависело от T , и данные по скорости ползучести не удовлетворяли зависимости (5.2).

В работе [39] Б. Я. Пинес и А. Ф. Сиренко рассмотрели, как должны быть связаны между собой σ и T и изменяться $\Delta\sigma/\Delta T$ для сохранения постоянной скорости ползучести. В случае меди при температурах от 600 до 1000° С экспериментальные данные согласовались с формулой (5.1) при m от 1 до 4. Б. Я. Пинес полагает также, что и в области $T < 0.5 T_*$ [4] учет зависимости предэкспоненциального множителя в (4.1) от T и σ может привести к согласованию энергии активации ползучести с энергией самодиффузии.

В последнее время механизм высокотемпературной ползучести металлов был исследован Л. М. Утевским и др. [40,41] с использованием трансмиссионной электронной микроскопии. Характерным для дислокационной структуры никеля и его сплавов оказалось наличие большого числа пространственно искривленных дислокаций, не способных к чистому скольжению. Основные дислокационные конфигурации отвечали геликоидам, возникшим в результате присоединения к винтовым дислокациям точечных диффектов (фиг. 8,а) и далее искаженным приложенными напряжениями (фиг. 8,б,в).

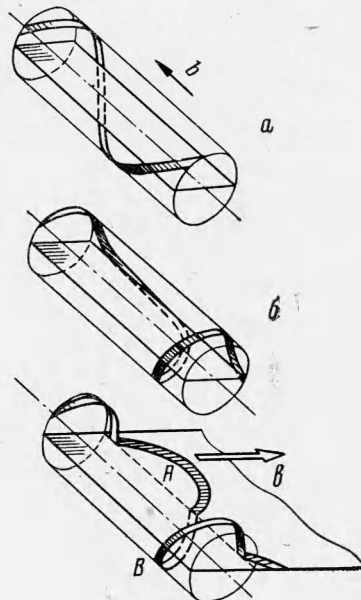
Движение геликоидальной дислокации как целого требует наращивания лишних плоскостей на одной стороне витка и сокращения их с другой. Этот процесс может быть обеспечен диффузионными потоками в пределах витков геликоида. Скорость движения дислокации под напряжением σ вычисляется аналогично (4.3) и оказывается равной [40]

$$v = \frac{4\pi D}{b\delta} \frac{\sigma\Omega}{kT}, \quad \delta = \left(\frac{R}{H}\right)^2 \left(\ln \frac{R}{r_0} - \frac{H}{\sqrt{R^2 + H^2}} \ln \frac{R^2 + H^2}{Rr_0}\right) \quad (5.3)$$

Здесь δ определяется геометрией геликоида (радиусом витков R и шагом винта H).

Численные оценки приводят к количественному согласию расчетной скорости геликоидальных дислокаций с величиной, оцененной по (3.1) из экспериментальных данных по скорости ползучести.

Судя по результатам работы [41], высокотемпературная ползучесть определяется в основном неконсервативным движением дислокаций, обеспечиваемым диффузионным перемещением точечных дефектов на сравнительно короткие расстояния.



Фиг. 8

6. Роль поверхностных дефектов (границы блоков и зерен). Совместное движение дислокаций, составляющих границы блоков, также приводит к пластической деформации. Для кристалла, состоящего из блоков размера L , разориентированных в среднем на угол θ , скорость деформации равна

$$\dot{\epsilon} = \theta v^\circ / L \quad (6.1)$$

(v° — скорость движения границ).

Перемещение малоугловых границ как целого при повышенных температурах наблюдалось в цинке [42]. Структура дислокационных сеток в кристаллах обычно такая, что при движении сетки как целого под действием внешнего напряжения некоторые



Фиг. 9

ее элементы должны переползать. Скорость смещения механически устойчивой сетки в гранцентрированной кубической решетке, контролируемая переползанием, рассчитывалась в работе [43].

Более важной в механизме ползучести оказывается пассивная роль межблочных границ. В случае диффузионной ползучести эта роль сводится к поглощению и испусканию вакансий (с одновременным переползанием дислокаций) [4], а в случае дислокационной ползучести межблочные границы оказывают упрочняющее действие.

В процессе первой стадии ползучести обычно устанавливается некоторая равновесная блочная структура. Средняя разориентация и размер блоков зависят от исходной структуры материала (степени наклепа, размера зерен). Размер блоков при прочих равных условиях тем больше, чем выше температура и меньше напряжение. На второй стадии, по данным ряда исследователей, блочная структура существенно не изменяется [28, 29]. Прямые электронно-микроскопические исследования дислокационной структуры различных металлов при ползучести проводились в работах [29, 38, 41]. В никеле при 500°C [41] и в алюминии при комнатной температуре [29] образуются субграницы, более правильные, чем после холодной деформации, но менее совершенные, чем после полигонизации. Так, на фиг. 9 приведены [29] стенки дислокаций при ползучести алюминия; температура испытаний $20^\circ\text{C} \times 53000$. В α -железе также наблюдалось образование субграниц при ползучести [38]. Роль границ зерен в диффузионной ползучести была рассмотрена в п. 2. Когда ползучесть осуществляется путем движения дислокаций в объеме зерен, границы являются препятствием для дислокаций. Для совмест-

ности деформации в соседних зернах необходимо, чтобы хотя бы в приграничном участке одного из них скольжение проходило в нескольких системах.

При низких температурах множественное скольжение затруднено, поэтому границы упрочняют материал, и при уменьшении размера зерен скорость ползучести падает. При высоких температурах термическая активация облегчает взаимное пересечение дислокаций при множественном скольжении. Снижение активационных барьеров для диффузии, обнаруживаемое по повышенной скорости диффузии в приграничной зоне, также способствует переполнению дислокаций. В результате при повышенной температуре облегчается множественное скольжение и растет скорость ползучести. Это согласуется с результатами экспериментального исследования влияния ориентировки монокристаллов алюминия на ползучесть [44, 45]. Одновременная деформация приграничных участков по нескольким системам скольжения увеличивает скорость ползучести тем больше, чем мельче зерно. Неодинаковое протекание пластической деформации в приграничных участках соседних зерен приводит к появлению макроскопически наблюдаемых ступенек, скорость роста которых неодинакова вдоль границы и может сильно изменяться со временем [46].

7. Ползучесть и разрушение. Процесс ползучести обычно сопровождается зарождением и ростом трещины и микропор (см., например, [47]), поэтому возникает вопрос о влиянии локального разрушения на скорость ползучести. По С.Н. Журкову [27], влияние скорости разрушения на скорость ползучести следует из совпадения параметров, описывающих зависимость долговечности и скорости ползучести от напряжения и температуры. А. Н. Орлов [48] полагает, что развитие микротрещин может облегчать прохождение пластической деформации вследствие стекания дислокаций в трещину.

По мнению других авторов, скорость ползучести определяет скорость разрушения, а не наоборот. Процесс ползучести лишь подготавливает материал к разрушению благодаря накоплению некоторых необратимых изменений. Например, вакансии, рождающиеся при пластической деформации, коагулируют в поры по границам зерен, рост пор приводит в конце концов к разрушению [49]. О второстепенной роли разрушения на второй стадии ползучести свидетельствует также тот факт, что скорость ползучести на третьей стадии определяется нормальными напряжениями, а на второй стадии — касательными [50].

Поступила 26VI 1964

ЛИТЕРАТУРА

1. Конобеевский С. Т. К теории фазовых превращений. Ж. эксперим. и теор. физ., 1943, т. 13, № 6.
2. Nabarro F. R. N., Deformation of crystals by the motion of single ions. Rep. of Conf. on strength of solids (Univ. Bristol, 1947). L., Phys. soc., 1948, p. 75—90.
3. Herrington C., Diffusional viscosity of a polycrystalline solids. J. Appl. Phys., 1950, vol. 21, № 5, p. 437.
4. Лифшиц И. М. К теории диффузионно-вязкого течения поликристаллических тел. Ж. эксперим. и теор. физ., 1963, т. 44, № 4.
5. Пинес Б. Я. Диффузия и механические свойства твердых тел. Успехи физ. наук, 1962, т. 76, No 3.
6. Folweiler R. C. Creep behavior of porefree polycrystalline aluminum oxide. J. Appl. Phys., 1961, vol. 32, No. 5, p. 773.
7. Coble R. L., Guerdard Y. H. Creep of polycrystalline aluminum oxide. Amer. Ceram. Soc., 1963, vol. 46, No 7, p. 353.
8. Price A. T., Holl N. A., Greenough A. P. The surface energy and self-diffusion coefficient of solid iron above 1350°C. Acta metallurgica, 1964, vol. 12, 1.
9. Пинес Б. Я., Бадиан Е. Е., Хижковский В. П. Исследование кинетики ползучести у монокристаллов металлов и сплавов при высоких температурах. Физ. твердого тела, 1963, т. 5, № 10.
10. Инденбом В. Л., Орлов А. Н. Физическая теория пластичности и прочности. Успехи физ. наук, 1962, т. 76, № 3.
11. Говорков Г. В., Инденбом В. Л., Попков В. С., Регель В. Р. О дислокационной теории начальной стадии деформирования монокристаллов. Физ. твердого тела, 1964, т. 6, № 4.
12. Бюрен Х. Г. Дефекты в кристаллах, Изд. иностр. лит., 1962.
13. Shelly J. D. The interaction of kinks and elastic waves. Proc. Roy. Soc., 1962, vol. 266, No 1325, p. 222.
14. Lother J., Hirth J. P. Dislocation dynamics at low temperatures. Phys. Rev., 1959, vol. 115, No 3, p. 543.
15. Weertman J. Steady-state creep of crystals. J. Appl. Phys., 1957, vol. 28, No. 10.
16. Tegart W. J. Activation energies for high temperature creep of polycrystalline magnesium. Acta metallurgica, 1961, vol. 9, No. 6, p. 614.
17. Harper J., Dorn J. E. Viscous creep of Al near melting point. Acta metallurgica, 1957, vol. 5, No. 11, p. 654.
18. Коттрелл А. Х. Дислокации и пластическое течение в кристаллах. Металлургиздат, 1958.

19. Зегер А. Механизм скольжения и упрочнения в кубических гранецентрированных и гексагональных плотноупакованных металлах. Сб. «Дислокации и механические свойства кристаллов», Изд. иностр. лит., 1960, стр. 179.
20. Шоек Г. Теория ползучести. Сб. «Ползучесть и возврат», Metallurgizdat, М., 1961, стр. 227—258.
21. Schoeck G., Seeger A. Proc. Bristol Conf. on Defects in Crystalline Solids. Phys. Soc., London, 1955, p. 340.
22. Friedel J. Internal Stresses and Fatigue in Metals, Symp. in Detroit, 1958, Elsevier Pub. Comp. 1959, p. 220.
23. Hirsch P. V. Extended jog in dislocations in face-centred cubic metals. Philos. Mag., 1962, vol. 7, No. 73, p. 67—93.
24. Dorn J. E., Jaffe N. Effect of temperature on the creep of polycrystalline aluminum by the cross — slip mechanism. Trans. Met. Soc. AIME, 1961, vol. 221, 229.
25. Lytton J. L., Shepard L. A., Dorn J. E. The activation energies for creep of single aluminum crystals favorably oriented for (111) [101] slip. Trans. Met. Soc. AIME, 1961, vol. 221, p. 229.
26. Орлов А. Н. О возникновении дефектов при движении нерасщепленных винтовых дислокаций. Физ. твердого тела, 1963, т. 5, № 1.
27. Журков С. Н., Санфилова Т. П. Связь между прочностью и ползучестью металлов и сплавов. Ж. техн. физ., 1958, т. 28, № 8.
28. Журков С. Н., Бетехтин В. И., Слущкер А. И. Разориентация блоков и прочность металлов. Физ. твердого тела, 1963, т. 5, № 5.
29. Мышляев М. М. О дислокационной структуре алюминия в процессе ползучести. Физ. твердого тела, 1965, т. 7, № 2.
30. Куров И. Е., Степанов В. А. Долговечность металлов при кручении. Физ. твердого тела, 1962, т. 4, № 1.
31. Johnson A. E. Complex-stress creep of metals. Metallurg. Rev., 1960, vol. 5, 20.
32. Finnicar T. C. A comparison of tensile and compressive creep rates. J. Inst. Metals, 1962, vol. 90, p. 368, 9.
33. Mott N. F. A discussion of some models of the rate-determining process in creep. Creep and Fracture of Metals at High Temperatures. Proceedings of a Symposium held at NFL London, 1956, p. 21.
34. Feltham P., Meakin J. D. Creep in face-centered cubic metals with special reference to copper. Acta metallurgica, 1959, vol. 7, p. 614.
35. Birnbaum H. K. Deformation-produced point defects. J. Appl. Phys., 1961, vol. 32, No. 7, p. 1403.
36. Weertman J. Theory of steady state creep based on dislocation climb. J. Appl. Phys., 1955, vol. 26, p. 1213.
37. Sherby O. D. Factors affecting the high temperature strength of polycrystalline solids. Acta metallurgica, 1962, vol. 10, p. 135.
38. McLean D., The stress sensitivity of creep. Structural Processes in Creep, 1962.
39. Пинес Б. Я., Сиренко А. Ф. К вопросу о закономерностях кинетики ползучести металлов при высоких температурах. Физ. твердого тела, 1962, т. 4, № 10.
40. Ройтбурд А. Л., Утевский А. Л., Усиков М. П. О механизме пластической деформации при стационарной ползучести. Докл. АН СССР, 1964, т. 159, № 2.
41. Усиков М. П., Утевский Л. М. Электронномикроскопическое исследование дислокационной структуры никеля и его сплавов. Пробл. металловед. и физ. металлов, 1964, вып. 8.
42. Паркер Э. Р., Уошберн Дж. О роли границ в явлениях ползучести. Сб. «Ползучесть и возврат», Metallurgizdat, М., 1961, стр. 260—285.
43. Suzuki T., Suzuki H., The dislocations net at deformation. Sci. Repts Res. Inst. Tohoku Univ. A, 1954, vol. 6, p. 573.
44. Волошина Л. А., Розенберг В. М. Влияние ориентировки монокристаллов алюминия на ползучесть. Физ. металлов и металловедение, 1962, т. 13, 3.
45. Волошина Л. А., Розенберг В. М. Исследование ползучести бикристаллов алюминия. Физ. металлов и металловедение, 1962, т. 12, № 1.
46. Розенберг В. М. Влияние температуры и напряжений на элементарные составляющие деформации при ползучести никеля. Физ. металлов и металловедение, 1963, т. 15, № 3.
47. Гегузин Я. Е. Макроскопические дефекты в металлах. Metallurgizdat, М., 1962.
48. Орлов А. Н. Длительная прочность и стационарная ползучесть поликристаллических тел. Физ. твердого тела, 1961, т. 3, № 2.
49. Cottrell A. H. Intercrystalline creep fracture. Structural processes in creep. London, 1962, p. 1.
50. Степанов В. А., Куров И. Е., Шпейзман В. В. Долговечность металлов при кручении. Физика твердого тела, 1964, т. 6, вып. 9, стр. 2610—2617.