

Таким образом, видим, что рассматриваемая модель трещинообразования не противоречит результатам экспериментов. Конечно, такая простая модель выглядит довольно искусственно, но сам процесс «экранирования» малых трещин большими имеет ясный физический смысл. Наличие большой трещины рядом с малой приводит к разгрузке напряженного состояния в окрестности последней.

Поступила 26 IX 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. Yoffe E. H. The moving Griffith crack. Phil. mag., ser. 7, 1951, vol. 42, No. 330.
2. Craggs I. W. On the propagation of a crack in an elastic-brittle material. J. Mech. Phys. Solids, 1960, vol. 8, No. 1, p. 66—75.
3. Broberg K. B. The propagation of a brittle crack. Arkiv Fys., 1960, Bd. 18, No. 2, p. 159—192.
4. Mott N. F. Fracture of metals; theoretical consideration. Engineering, 1948, vol. 165, p. 16—18.
5. Griffith A. A. The theory of rupture Proc. 1-st 9 Inter. Congr. Appl. Mech. Delft. 1924, p. 55—63.
6. Wells A. A., Post D. The dynamics stress distribution surrounding a running crack. Proc. Soc. Exptl. Stress Analysis. 1958, vol 16, No. 1, p. 69—96.
7. Ляв А. Математическая теория упругости. ОНТИ, 1935.
8. Мусхелишвили Н. И. Некоторые основные задачи математической теории упругости, Изд. 5-е. Изд-во «Наука», 1966.
9. Баренблатт Г. И., Салганик Р. Л., Черепанов Г. П. О неустойчивившемся распространении трещин. ПММ, 1962, т. 26, вып. 2.
10. Кузнецов В. М. Об одном случае равновесия системы трещин в упругохрупком материале. ПМТФ, 1966, № 5.
11. Лаврентьев М. А., Шабат Б. В. Методы теории функций комплексного переменного. Изд. 2, Физматгиз, 1958.
12. Коттрелл А. Прочность материалов. Сб. «Механические свойства новых материалов». Изд-во «Мир», 1966.
13. Irwin. Fracture. Handbuch der Physik. Bd. IV. 1958.

О ДОПУЩЕНИЯХ, ПОЛОЖЕННЫХ В ОСНОВУ ТЕОРИИ ДИФФУЗИОННОЙ ПОЛЗУЧЕСТИ

К. К. Зилинг

(Новосибирск)

Приводятся результаты экспериментальной проверки допущений, лежащих в основе теории диффузионной ползучести [1,2], а именно предположения о малости коэффициента вязкости границ и эффективности границ как источников и стоков для вакансий. На основании непосредственного измерения пограничного скольжения, а также сопоставления профиля образцов при изгибе с результатами, даваемыми теорией, делается вывод о том, что названные допущения выполняются лишь для относительно небольшого (порядка 20%) количества кристаллитов. Таким образом, показано, что чисто диффузионная ползучесть не является механизмом, контролирующим высоко-температурную деформацию.

Однако полученные результаты не исключают возможности достаточно эффективного действия направленной самодиффузии для небольшого числа зерен, имеющих, по-видимому, наиболее удачную ориентацию относительно соседей. Исходя из вида зависимости $\varepsilon - \sigma$, естественно предполагать, что основным процессом, определяющим ползучесть в этих условиях, является переползание дислокаций.

Известно, что для успешного протекания деформации, обусловленной направленной самодиффузией, необходимо выполнение следующих двух условий.

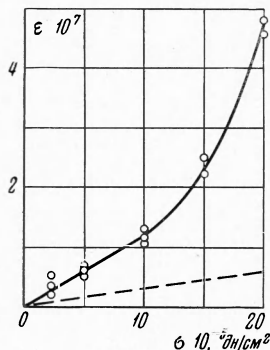
1. Как показано И. М. Лифшицем [3], в общем случае кристалла с произвольной формой зерен диффузионная ползучесть обязательно должна сопровождаться скольже-

нием по границам кристаллитов. Вследствие этого макроскопический коэффициент вязкости (в случае структурной анизотропии — тензор) распадается на две части η_0 и η_1 , первая из которых определяется диффузионными процессами в теле зерен, а вторая связана со свойствами границ. При условии, что границы ведут себя аналогично слою жидкости с коэффициентом вязкости η_s , величина η_1 имеет вид $\eta_1 = \eta_s L / a$. Здесь L — размер зерен, a — толщина «аморфизованного» слоя на границе, т. е. для чистых металлов величина порядка межатомного расстояния.

При оценке скорости диффузионной ползучести членом, учитывающим сопротивление пограничному скольжению, как правило пренебрегают, полагая, что

$$\frac{\eta_1}{\eta_0} = \frac{\eta_s L}{\eta_0 a} \ll 1 \quad (1)$$

Неясно, выполняется ли данное условие в действительности. Если неравенство (1) не имеет места, ползучесть должна лимитироваться не только объемной самодиффузией, но и пограничным скольжением. Скорость ползучести при этом может быть много ниже ожидаемой величины.



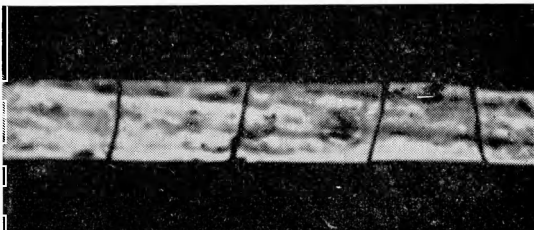
Фиг. 1

2. В теории Набарро — Херринга [1,2] предполагается, что η_0 определяется только параметрами диффузии вакансий в теле кристаллитов, но не скоростью возникновения их на границах. Неясно, удовлетворяют ли границы между кристаллитами с произвольной ориентацией этому требованию, т. е. способны ли они поглощать и испускать неограниченное количество вакансий без какого-либо изменения своей структуры.

Постановка эксперимента. Эксперимент проведен на материале с такой микроструктурой, что диффузионная деформация зерен и пограничное скольжение могли происходить независимо друг от друга. Это давало возможность непосредственно измерить как η_0 , так и η_1 .

Испытывались образцы технической меди, имевшие форму стержня с поперечными размерами 140×100 мк. Предварительно образцы подвергались отжигу при температуре 1060°C , после которого отдельные зерна занимали все поперечное сечение образца («бамбукообразная» структура).

Размер зерна составлял 200 мк. Как отжиг, так и последующие испытания проводились в атмосфере гелия. Температура испытаний составляла $1040 \pm 3^\circ\text{C}$. Было проведено две серии опытов. В первой серии исследовалась ползучесть в условиях растяжения. Рабочая длина образцов составляла 60 мм. Прикладываемые напряжения лежали в интервале $(2-20) \times 10^5$ дн/см². При вычислении учитывалась поправка на поверхностное натяжение, величина которого, согласно [4], принималась равной 1800 дн/см. После выдержки в 100 час определялось общее удлинение образцов и величина сдвигов вдоль границ отдельных зерен. Точность измерений составляла ± 1 мк. Замеры производились только на тех границах, на которых касательные напряжения имели достаточную величину. Так как для образцов с «бамбукообразной» структурой скольжение по границам и диффузионная деформация кристаллитов должны идти независимо друг от друга, входящая в (1) величина η_s/a определялась непосредственно по величине пограничного проскальзывания из выражения $\tau_s = \eta_s l / at$. Здесь τ_s — касательные к границе напряжения, l — пограничное смещение, t — время.



Фиг. 2

Во второй серии опытов исследовалась ползучесть в условиях изгиба под действием собственного веса. Образцы, имевшие длину 14 мм, помещались на двух опорах, расстояние между которыми составляло 12 мм. При этих размерах максимальные растягивающие или сжимающие напряжения в образцах были близки к 7×10^5 дн/см². Время испытаний составляло 60 часов. После окончания экспериментов при помощи интерферометра определялось изменение формы образцов. Сравнением полученного экспериментально профиля балок с рассчитанным, исходя из диффузионной теории, проверялась правильность второго допущения, лежащего в основе этой теории.

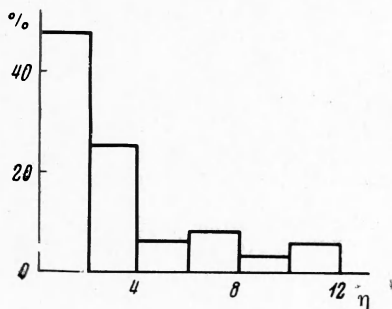
Оценка роли пограничного скольжения. На фиг. 1 представлены результаты измерений скоростей ползучести при растяжении в зависимости от приложенного напряже-

ния. Для сравнения на этом графике пунктиром приведена кривая, полученная расчетным путем, исходя из диффузионной модели. Использовалось обычное выражение [1-3, 5]

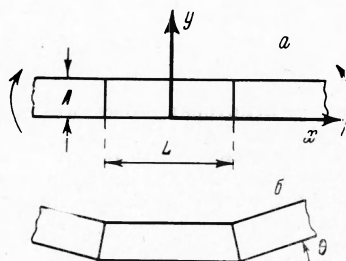
$$\varepsilon' = N \frac{D\omega\sigma}{kTAL} \quad (2)$$

где D — коэффициент самодиффузии, ω — объем атома, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, A — толщина образца.

Коэффициент N вследствие слабой зависимости его от A/L принимался равным полученному в [5] для зерен, близких к кубическим ($N = 12$). Значения D взяты из [6]. Вычисленный из приведенного выражения коэффициент η_0 составлял $3,2 \times 10^{13}$ пуаз.



Фиг. 3



Фиг. 4

Из графика видно, что при $\sigma > 10^6$ дн/см^2 скорость ползучести связана с напряжением степенной зависимостью и, следовательно, деформация на этом участке не может быть описана диффузионной теорией. При $\sigma \leq 10^6$ дн/см^2 зависимость скорости ползучести от напряжения достаточно хорошо совпадает с теоретической, хотя экспериментальные значения ε превышают расчетные более чем в три раза. Все измерения пограничных смещений проделаны на этом линейном участке.

Измерения показали, что величина сдвига вдоль большинства границ не превосходит ошибки измерений. Отсутствие видимого скольжения иллюстрируется фотографией (фиг. 2), на которой показана микроструктура одного из образцов после ползучести. Отчетливое проскальзывание наблюдалось только на сравнительно небольшой части границ и его величина не превосходила 6 мк даже на образцах, испытанных при $\sigma = 10^6$ дн/см^2 . Минимально возможные значения η_s/a , подсчитанные с учетом возможных погрешностей измерения, колебались для различных границ в пределах $(1.3 - 17.5) \times 10^{14}$ пуаз/см.

На фиг. 3 показано относительное количество границ зерен в %, обладающих данным отношением коэффициентов вязкости η^{-1} (на оси абсцисс). Для удобства построения по горизонтальной оси отложено не само отношение $\eta = \eta_s L / \eta_0 a$, а обратная величина. Можно видеть, что условие (1) выполняется не более чем для 20% границ, а для основной их массы коэффициенты η_1 и η_0 являются по крайней мере величинами одного порядка. Еще большее расхождение неравенства (1) с экспериментом получается при использовании η_0 , определенного экспериментально.

Таким образом, для массивного кристалла с произвольной структурой, даже при выполнении условия (2), скорость диффузионной ползучести должна быть заметно меньше величины, рассчитанной без учета сопротивления пограничному скольжению.

Следует отметить, что полученные экспериментально в настоящей работе значения η_s/a намного превышают оценки, приведенные в [3, 5]. В работе [3], например, предполагается, что в случае, если граница зерна представляет собой слой аморфизованного вещества, $\eta_s \sim kT/Da$. Для меди в условиях настоящих опытов это дает $\eta_s/a \sim 7 \times 10^{10}$ пуаз/см, что на четыре порядка меньше экспериментальных значений. Причина этих расхождений заключается, по-видимому, в том, что в работах [3, 5] при оценке η_s предполагалось, что пограничное скольжение может идти независимо от деформации самих кристаллитов. Однако, в [7] обсуждаются многочисленные факты, противоречащие этой точке зрения и показывающие, что величина сдвигов по границам тесно связана с деформацией самих зерен.

Эффективность границ как стоков для вакансий. Для того чтобы оценить эффективность поглощения границами зерен попадающих на них вакансий или атомов, необходимо при сопоставлении расчетных результатов с экспериментальными данными иметь возможность отделить диффузионную деформацию от любой другой. С этой целью рассмотрим диффузионную деформацию балки с величиной зерен L и толщиной A , нагруженную моментами M . Модель ее структуры и расположение координатных осей показаны на фиг. 4, а. Для простоты принимается, что диффузионные потоки от боко-

вых поверхностей малы, и, следовательно, деформация является плоской. Кроме того, течение считается установившимся. Некоторое перераспределение вакансий непосредственно после приложения нагрузки не учитывается в силу малости.

Обозначим через μ выражение $\mu_a - \mu_* - \mu_0$. Здесь μ_a и μ_* соответственно химические потенциалы атома и вакансии в некоторой точке кристалла, а μ_0 — химический потенциал атома в ненагруженном кристалле. Если межкуристаллитные прослойки являются эффективными источниками и стоками, граничные условия имеют вид

$$\mu|_{y=0} = 0, \quad \frac{\partial \mu}{\partial x} \Big|_{x=0} = 0, \quad \frac{\partial \mu}{\partial x} \Big|_{x=1/2L} = \psi \left(1 - 2 \frac{y}{A} \right)$$

Кроме того

$$\int_0^{1/2A} \mu dy \Big|_{x=1/2L} = - \frac{\omega \sigma_0 A}{4}, \quad \left(\sigma_0 = \frac{M}{W} \right)$$

Здесь ψ — некоторая константа, определяемая из решения, W — момент сопротивления сечения. Как показано в [8], при реальных значениях напряжений μ удовлетворяет уравнению $\Delta \mu = 0$.

Из решения уравнения следует, что в балке появляются диффузионные потоки, вызывающие поворот одного зерна относительно другого (фиг. 4, 6). Угол θ этого поворота равен:

$$\theta \approx \operatorname{tg} \theta = N \frac{D \sigma_0 \omega t}{k T A^2}, \quad N = \frac{\pi^3}{8} \left(\sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(2n)^3} \operatorname{cth} \frac{n \pi L}{A} \right)^{-1} \quad (3)$$

При $L \geq A$, $N \approx 25.8$.

Таким образом, направленная самодиффузия приводит только к образованию перегибов по границам, но не вызывает деформации самих зерен. Это дает возможность отделить чисто диффузионные эффекты в условиях изгиба от деформации, обусловленной действием других механизмов, например, перемещения дислокаций.

В настоящих экспериментах изгиб происходил под действием собственного веса и, следовательно, напряженное состояние в центральной части образцов было достаточно близким к принятому при выводе. Полученное из расчетной формулы значение угла поворота θ составляло для принятых условий опыта 1.9° . Погрешность экспериментального определения было 0.2° . Измерения показали, что для различных пар зерен θ колеблется в пределах от 0 до 2.2° . На большинстве границ заметного поворота обнаружено не было. Доля пар зерен с углом θ , заметно превышающим точность измерений, составляла около 25% общего числа.

Таким образом, приведенные результаты показывают, что условия необходимые для протекания диффузионной деформации, реализуются далеко не всегда. Значительная часть границ зерен не является, следовательно, в условиях настоящих экспериментов, неограниченными и достаточно эффективными источниками и стоками для вакансий.

Поступила 3 XI 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. N a b a r r o F. R. N. Deformation of crystals by the motion of single ions. Reports of a conference on the strengths of solids. London, Phys. Soc., 1948.
2. H e r r i n g C. Diffusional viscosity of a polycrystalline solids. J. Appl. Phys., 1950, vol. 21, p. 437.
3. Л и ф ш и ц И. М. К теории диффузионно-вязкого течения поликристаллических тел. ЖЭТФ, 1963, т. 44, вып. 4, стр. 1349.
4. I n m a n M. C., M c l e a n D., T i p l e r H. R. Interfacial free energy of copper-antimony alloys. Proc. Roy. Soc. A, 1963, vol. 273, p. 538.
5. G i b b s G. B. Fluage par diffusion dans les solides polycristallins. Mem. Shient. rev. metallurg., 1965, vol. 62, No. 10, p. 780.
6. K u p e r A., L e t a w H., S l i f k i n I. L. S o n d e r E., T o m i z u k a S. T. Self — Diffusion in copper. Phys. Rev., 1954, vol. 96, No. 5.
7. K e n n e d y A. J. Processes of creep and fatigue in metals. Oliver and Boud, Edinburgh and London, 1962.
8. З и л и н г К. К. Поведение нитевидных кристаллов вблизи температуры плавления. ПМТФ, 1965, № 3, стр. 118.