

Подвижность дислокаций со спонтанно перестраивающимися состояниями ядер и аномальная пластичность кристаллических материалов

© Б.В. Петухов

Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова Российской академии наук,
117333 Москва, Россия

(Поступила в Редакцию 29 января 2002 г.)

Вычисляется средняя по ансамблю эффективная скорость движения дислокаций, подверженных спонтанным переходам между подвижными и малоподвижными состояниями их ядер. Обнаружена существенная модификация зависимости усредненной кинетики дислокаций от напряжения и температуры по сравнению с обычным скольжением. Описание макроскопической пластической деформации с помощью предложенной модели демонстрирует наличие аномального пика деформирующего напряжения в области повышенных температур. Предлагается процедура термоактивационного анализа экспериментальных данных на участке аномального роста деформирующего напряжения с повышением температуры. Предсказываемая теорией зависимость положения пика на температурной шкале от скорости деформации сравнивается с экспериментальными данными для β -CuZn.

Пластичность кристаллических материалов во многих случаях определяется подвижностью дислокаций. Особенности строения дислокаций и состояние их ядер способны оказывать существенное влияние на температурную и скоростную зависимости напряжения течения материала. Большинство материалов становится пластичнее с повышением температуры, и деформирующее их напряжение уменьшается, что качественно, а во многих случаях и количественно описывается аррениусовским законом движения дислокаций

$$V = V_0 \exp \left\{ -\frac{E_0(\sigma)}{kT} \right\}. \quad (1)$$

Здесь V — скорость дислокаций, $E_0(\sigma)$ — энергия активации движения дислокаций, σ — приложенное напряжение, V_0 — предэкспоненциальный множитель, зависимость которого от σ и T обычно можно пренебречь по сравнению с содержащейся в экспоненте. Использование соотношения Орована $\dot{\epsilon} = \rho bV$ позволяет связать характеристики подвижности индивидуальных дислокаций с макроскопическими параметрами пластической деформации

$$\ln \frac{\dot{\epsilon}_0}{\dot{\epsilon}} = \frac{E_0(\sigma)}{kT} = -T \frac{\partial \sigma / \partial T}{\partial \sigma / \partial \ln \dot{\epsilon}}. \quad (2)$$

Здесь $\dot{\epsilon}$ — скорость пластического течения, $\dot{\epsilon}_0 = \rho bV_0$, ρ — плотность подвижных дислокаций, b — величина их вектора Бюргера. В правой части (2) стоит комбинация непосредственно измеряемых параметров пластической деформации, так что соотношение (2), когда оно применимо, дает возможность находить энергию активации движения дислокаций по результатам макроскопических экспериментов. Имеется также возможность определения еще одной важной микроскопической характеристики — так называемого активационного объема $A = -dE_0/d\sigma$ — через измеряемую в экспериментах ве-

личину скоростной чувствительности деформирующего напряжения

$$A = \frac{kT}{d\sigma/d \ln \dot{\epsilon}}. \quad (3)$$

Практическая реализация анализа экспериментальных данных с помощью соотношений (2), (3) достигла высокого уровня, особенно для материалов, подвижность дислокаций в которых контролируется преодолением рельефа Пайерлса–Набарро и для которых характерна сильная температурная зависимость скорости пластического течения (см., например, [1]).

Однако имеется широкий класс материалов, поведение деформирующего напряжения для которых не описывается указанными закономерностями или описывается лишь в области относительно низких температур. К таким материалам можно отнести простые металлы типа Be, упорядоченные сплавы, интерметаллиды и т.п. Для них на температурной зависимости деформирующего напряжения в области более высоких температур имеется дополнительный пик, получивший название аномалии напряжения течения, так как в определенном интервале деформирующее напряжение, вопреки обычным ожиданиям, растет с повышением температуры. Это явление вызывает большой интерес исследователей как с точки зрения возможных практических применений данных материалов при повышенных температурах, так и с точки зрения исследования новых фундаментальных механизмов дислокационной динамики (см. серию обзоров в [2]).

Причиной аномального поведения считается возможность спонтанной трансформации дислокационных ядер из подвижного состояния в малоподвижное (так называемое „сидячее“). Чаще всего это происходит в результате поперечного скольжения или переползания с заменой планарной конфигурации дислокации на объемную (например, блокировка Кира–Вильсдофа), но возможны

и другие механизмы [3–5]. В работах [6,7] была предложена простая модель, описывающая динамику дислокаций при наличии спонтанных процессов переходов дислокаций из подвижных в неподвижные состояния и обратно. В настоящей работе эта модель значительно модернизируется путем явного учета статистики времен задержек в сидячих состояниях. Далее усовершенствованная модель используется для распространения соотношений (2), (3) на окрестность аномального пика с целью описания наблюдаемых закономерностей и разработки процедуры определения микроструктурных параметров дислокационной динамики из экспериментальных данных по макроскопической пластической деформации.

1. Динамика скачкообразного движения дислокаций

Скачкообразный характер движения дислокаций, наблюдаемый электронно-микроскопически в *in situ* экспериментах [8,9], требует модификации обычной схемы описания. Речь идет о масштабах времен, намного превышающих время элементарного акта преодоления отдельного препятствия, когда обычное скольжение выглядит непрерывным. Статистика задержек дислокаций в результате спонтанных самоблокировок должна надлежащим образом приниматься во внимание. В настоящем разделе обобщена обычная схема описания дислокационного скольжения с минимально необходимым усложнением модели путем простейшего учета задержек дислокаций в сидячих состояниях.

Учтем, что помимо скольжения дислокаций, находящихся в подвижном состоянии, со скоростью V возможны спонтанные переходы в сидячее состояние с частотой J_- в единицу времени, а также обратные переходы в подвижное состояние с частотой J_+ . Эти переходы приводят к задержкам движения на времена τ_1, τ_2, \dots . В результате время преодоления интервала l будет равно сумме времени движения l/V и всех задержек τ_i в сидячих состояниях $t = l/V + \sum \tau_i$ (рис. 1).

Эффективная скорость движения V_{ef} есть в этом случае

$$V_{\text{ef}} = l/t = \frac{l}{l/V + \sum \tau_i}. \quad (4)$$

Вычислим среднюю по ансамблю дислокаций эффективную скорость движения $\langle V_{\text{ef}} \rangle$.

Вероятность того, что длительность какой-то одной задержки лежит в интервале между τ_i и $\tau_i + d\tau_i$, есть $\exp(-J_+\tau_i)J_+d\tau_i$. Все задержки независимы друг от друга, так что вероятность встретить набор задержек в соответствующих интервалах времени равна произведению отдельных вероятностей. Поэтому процедура

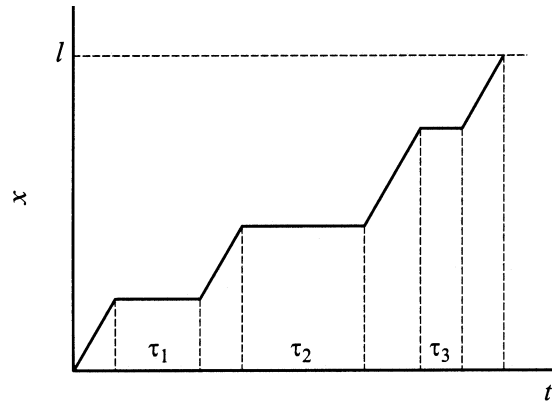


Рис. 1. Типичный вид кинетики смещения дислокации при наличии спонтанных процессов блокировок-деблокировок. Показана реализация с тремя случайными задержками движения на времена τ_1, τ_2 и τ_3 .

усреднения может быть записана в виде

$$\begin{aligned} \langle V_{\text{ef}} \rangle &= \sum_{n=0}^{\infty} P_n \left\langle \frac{l}{\frac{l}{V} + \sum_{i=0}^n \tau_i} \right\rangle \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} P_n \int \frac{l}{\frac{l}{V} + \sum_{i=0}^n \tau_i} \prod_{i=1}^n \exp(-J_+\tau_i) J_+ d\tau_i. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь P_n — вероятность того, что за время движения l/V произойдет n задержек, $\tau_0 \equiv 0$. Среднее число задержек на временном интервале l/V есть $J_- l/V$, а вероятность наличия n задержек в соответствии с законом Пуассона равна

$$P_n = \frac{1}{n!} \left(\frac{lJ_-}{V} \right)^n \exp\left(-\frac{lJ_-}{V}\right). \quad (6)$$

Используем представление

$$\frac{1}{l/V + \sum \tau_i} = \int_0^{\infty} dz \exp\left[-z\left(l/V + \sum \tau_i\right)\right], \quad (7)$$

позволяющее интегрирование по $\{\tau_i\}$ свести к произведению n одинаковых интегралов

$$\begin{aligned} \left\langle \exp\left(-z \sum_{i=1}^n \tau_i\right) \right\rangle &= \prod_{i=1}^n \int_0^{\infty} \exp(-z\tau_i - J_+\tau_i) d\tau_i \\ &= \left(\frac{J_+}{z + J_+} \right)^n. \end{aligned} \quad (8)$$

Подставляя (6), (8) в (5) и используя формулу суммирования $\sum_{n=0}^{\infty} \frac{x^n}{n!} = e^x$, получаем

$$\langle V_{\text{ef}} \rangle = lJ_+ \int_0^{\infty} dz \exp\left\{-\frac{J_+l}{V}z - \frac{J_+l}{V} \frac{z}{z+1}\right\}. \quad (9)$$

Нетрудно видеть из (9), что при малой частоте блокировок $J_- \rightarrow 0$, как и следовало ожидать, $\langle V_{ef} \rangle \rightarrow V$. Нас, однако, будет интересовать другой предельный случай, когда частота блокировок достаточно велика $J_- > V/l$, так что акты блокировок происходят на длине пробега l с заметной вероятностью. При этом получаем для $\langle V_{ef} \rangle$ из (9) приближенное выражение

$$\langle V_{ef} \rangle \approx V \left\{ \exp \left(-\frac{J_- l}{V} \right) + \frac{J_+}{J_-} \right\}. \quad (10)$$

Полученный результат (10) показывает, что закономерности усредненной кинетики дислокаций при наличии спонтанных процессов блокировок-деблокировок во многом отличаются от свойств обычного скольжению. Отметим, например, зависимость $\langle V_{ef} \rangle$ от длины пробега l , что, вообще говоря, требует уточнения постановки задачи. В работе [6] вычислялась зависимость средней длины пробега от времени, которая оказалась нелинейной, что коррелирует с полученной в настоящей работе зависимостью $\langle V_{ef} \rangle$ от l . Постановка задачи в [6] больше соответствует экспериментам по исследованию движения дислокаций за фиксированное время нагружения образцов типа [10]. В настоящей работе нас будет интересовать в первую очередь приложение результатов к описанию пластической деформации в случае, когда время эксперимента много больше времени жизни отдельных дислокаций, а их полные длины пробегов примерно одинаковы.

2. Соотношения термоактивационного анализа аномальной температурной зависимости деформирующего напряжения

Подставляя найденное $\langle V_{ef} \rangle$ (10) в соотношение Орована, получаем модифицированное по сравнению с (2) уравнение для определения зависимости деформирующего напряжения от скорости деформации $\dot{\epsilon}$ и других параметров задачи. Особый интерес представляет температурная зависимость деформирующего напряжения, для выяснения которой нужно конкретизировать частоты перестроек J_{\pm} .

Считая, что перестройка состояний ядра дислокаций происходит под действием тепловых флуктуаций, будем описывать зависимость J_{\pm} от температуры законом Аррениуса $J_{\pm} = J_{\pm 0} \exp(-E_{\pm}/kT)$. Получаем в результате вместо (2)

$$\begin{aligned} \exp \left\{ -\lambda \exp \left(\frac{E_0(\sigma) - E_-}{kT} \right) \right\} + \frac{J_{+0}}{J_{-0}} \exp \left(\frac{E_- - E_+}{kT} \right) \\ = \frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0} \exp \left\{ \frac{E_0(\sigma)}{kT} \right\}. \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь $\lambda = lJ_{-0}/V_0$ — безразмерная полная длина пробега дислокаций.

Уравнение (11), являясь соотношением между резко меняющимися экспоненциальными функциями температуры, описывает две ветви решений для $E_0(\sigma)$ с резким переходом между ветвями. Ветвь, соответствующая преобладанию второго слагаемого в левой части (11), описывает, как нетрудно видеть, нормальную зависимость типа (2) с перенормированными энергиями активации $E_0(\sigma) \rightarrow E_0(\sigma) + E_+ - E_-$ и предэкспоненциальным множителем $\dot{\epsilon}_0 \rightarrow \dot{\epsilon}_0 J_{-0}/J_{+0}$. Это отвечает движению туда и обратно с большим числом перестроек дислокационных состояний, что в среднем эквивалентно скольжению при повышенных температурах с увеличенной высотой барьеров. Другой характер имеет ветвь с преобладанием первого слагаемого в левой части (11), когда уравнение может быть приближенно записано в виде

$$\lambda \exp \left\{ \frac{E_0(\sigma) - E_-}{kT} \right\} \approx \ln \frac{\dot{\epsilon}_0}{\dot{\epsilon}} - \frac{E_0(\sigma)}{kT}. \quad (12)$$

Движущая сила для перестройки дислокационного ядра в сидячее состояние обусловлена понижением собственной энергии ядра, а не внешним напряжением, как в случае скольжения. Поэтому можно предполагать, что зависимость E_- от σ будет менее существенной по сравнению с $E_0(\sigma)$, и мы будем ей пренебрегать, считая E_- некоторой постоянной. Зависимость полной длины пробега дислокаций λ от температуры также будем пренебрегать на фоне экспоненциальных аррениусовских законов. Убедимся, что уравнение (12) описывает аномальную зависимость деформирующего напряжения от температуры. Для этого приведем (12) к виду, удобному для итерирования, прологарифмировав его,

$$E_0(\sigma) = E_- kT \ln \left(\frac{\lambda}{\ln(\dot{\epsilon}_0/\dot{\epsilon}) - E_0(\sigma)/kT} \right). \quad (13)$$

Полагая в нулевом приближении в правой части (13) $E_0(\sigma) = 0$, получаем результат первой итерации $E_0(\sigma) \approx E_- kT \ln[\lambda/\ln(\dot{\epsilon}_0/\dot{\epsilon})]$, подстановка которого в правую часть дает уточненный результат

$$\begin{aligned} E_0(\sigma) \approx E_- - kT \\ \times \ln \left\{ \frac{\lambda}{\ln(\dot{\epsilon}_0/\dot{\epsilon}) + \ln[\lambda/\ln(\dot{\epsilon}_0/\dot{\epsilon})] - E_-/kT} \right\}. \end{aligned} \quad (14)$$

Сравнение этого приближения с численным решением уравнения (13) показывает его достаточно высокую эффективность, и мы им ограничимся. Логарифмический фактор в правой части (14) положителен и сам по себе слабо зависит от температуры. Таким образом, согласно (14), $E_0(\sigma)$ убывает с ростом температуры, что соответствует росту σ , т.е. аномальному температурному поведению деформирующего напряжения.

При известной зависимости энергии активации от напряжения $E_0(\sigma)$ выражение (14) позволяет рассчитывать температурную зависимость деформирующего напряжения $\sigma(T)$. Представляет интерес также обратная задача: восстановить $E_0(\sigma)$ по экспериментальным

данным о макроскопической пластичности материала. Принципиальная возможность решения этой задачи будет обсуждаться далее.

Развитая модель предсказывает ряд соотношений между экспериментально измеряемыми при механических испытаниях величинами. Эти соотношения позволяют путем сравнения их с экспериментальными данными находить значения микроскопических параметров дислокационной динамики подобно тому, как это делается при нормальной пластической деформации с помощью (2), (3). Укажем такие соотношения для случая активного нагружения образцов ($\dot{\epsilon} = \text{const}$) в аномальной области.

Найдем температурную и скоростную чувствительности, предсказываемые предлагаемой моделью аномального течения. Дифференцируя (12) по температуре, получаем

$$\begin{aligned} \frac{dE_0}{dT} &= \frac{dE_0}{d\sigma} \frac{\partial\sigma}{\partial T} \\ &= \frac{-k \left(\ln \frac{\dot{\epsilon}_0}{\dot{\epsilon}} - \frac{E_0}{kT} \right) \ln \frac{\lambda}{\ln(\dot{\epsilon}_0/\dot{\epsilon}) - E_0/kT} + \frac{E_0}{T}}{\ln(\dot{\epsilon}_0/\dot{\epsilon}) - E_0/kT + 1}. \end{aligned} \quad (15)$$

Дифференцирование (12) по $\ln \dot{\epsilon}$ дает

$$\frac{dE_0}{d \ln \dot{\epsilon}} = \frac{dE_0}{d\sigma} \frac{d\sigma}{d \ln \dot{\epsilon}} = - \frac{kT}{\ln(\dot{\epsilon}_0/\dot{\epsilon}) - E_0/kT + 1}. \quad (16)$$

Деление (15) на (16) позволяет избавиться в левой части равенств от активационного объема $A = -dE_0/d\sigma$ и сохранить только экспериментально измеряемые величины. Находим таким образом соотношение

$$\begin{aligned} H &= -T \frac{\partial\sigma/\partial T}{\partial\sigma/\partial \ln \dot{\epsilon}} \\ &= - \left(\ln \frac{\dot{\epsilon}_0}{\dot{\epsilon}} - \frac{E_0}{kT} \right) \ln \frac{\lambda}{\ln(\dot{\epsilon}_0/\dot{\epsilon}) - E_0/kT} + \frac{E_0}{T}. \end{aligned} \quad (17)$$

Отметим, что в пределе $E_0/kT \rightarrow \ln(\dot{\epsilon}_0/\dot{\epsilon})$ из (15)–(17) следуют обычные закономерности (2), (3) для нормального пластического течения. Для аномальной деформации, протекающей при повышенной температуре, выполняется соотношение $E_0/kT < \ln(\dot{\epsilon}_0/\dot{\epsilon})$. Для установления порядков величин полезно рассмотреть предел $E_0/kT \ll \ln(\dot{\epsilon}_0/\dot{\epsilon})$. В этом случае получаем вместо (15)

$$A \frac{\partial\sigma}{\partial T} \approx k \ln \frac{\lambda}{\ln(\dot{\epsilon}_0/\dot{\epsilon})} \quad (18)$$

и вместо (16)

$$A \frac{\partial\sigma}{\partial \ln \dot{\epsilon}} \approx \frac{kT}{\ln(\dot{\epsilon}_0/\dot{\epsilon})}. \quad (19)$$

Из (18) видно, что температурная чувствительность $\partial\sigma/\partial T$ в рассматриваемой области является положительной. Интересно также отметим, что описываемая (19) скоростная чувствительность оказывается в $\ln(\dot{\epsilon}_0/\dot{\epsilon})$ раз меньше, чем в нормальном случае. При типичных значениях $\ln(\dot{\epsilon}_0/\dot{\epsilon}) \sim 10\text{--}30$ разница величин

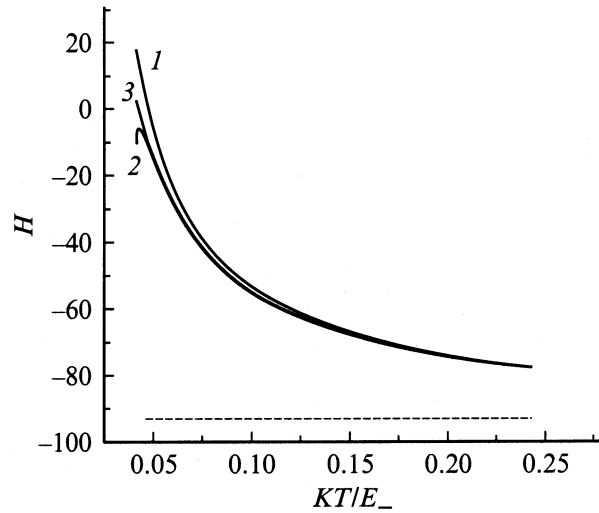


Рис. 2. Температурное поведение экспериментально измеряемого параметра $H = -(\partial\sigma/\partial T)/(\partial\sigma/\partial \ln \dot{\epsilon})$, рассчитанное с использованием различных приближений для $E_0(\sigma)$. 1 — первая итерация уравнения (13), 2 — вторая итерация, 3 — численное решение. Штриховая линия — асимптотическое значение при $T \rightarrow 0$. $\ln(\dot{\epsilon}_0/\dot{\epsilon}) = 20$, $\lambda = 1000$.

составляет более порядка, и, следовательно, величина $kT/(\partial\sigma/\partial \ln \dot{\epsilon})$ существенно отличается в этом случае от микроскопического активационного объема, хотя и пропорциональна ему.

Более точные результаты могут быть получены с использованием для $E_0(\sigma)$ численного или итерационного решения уравнения (13). Подставляя его в (17), получаем картину, представленную на рис. 2. Из этого рисунка видно, что всюду, за исключением узкой области перехода к нормальному поведению при низких температурах, итерационное приближение достаточно эффективно. Вполне удовлетворительным с учетом грубости самой модели является результат уже первой итерации. Явное аналитическое выражение для H в этом приближении имеет вид

$$\begin{aligned} H &= -T \frac{\partial\sigma/\partial T}{\partial\sigma/\partial \ln \dot{\epsilon}} \approx - \ln \left(\frac{\lambda}{\ln(\dot{\epsilon}_0/\dot{\epsilon})} \right) + \frac{E_-}{kT} \\ &\quad - \left[\ln \frac{\dot{\epsilon}_0}{\dot{\epsilon}} + \ln \left(\frac{\lambda}{\ln(\dot{\epsilon}_0/\dot{\epsilon})} \right) - \frac{E_-}{kT} \right] \\ &\quad \times \ln \left\{ \frac{\lambda}{\ln \frac{\dot{\epsilon}_0}{\dot{\epsilon}} + \ln \left(\frac{\lambda}{\ln(\dot{\epsilon}_0/\dot{\epsilon})} \right) - \frac{E_-}{kT}} \right\}. \end{aligned} \quad (20)$$

H зависит от температуры и скорости, что предоставляет большие возможности для сопоставления с экспериментальными данными. Поскольку в левой части (2) стоит экспериментально измеряемая величина, это соотношение дает принципиальную возможность проверки предлагаемой модели и определения путем подгонки параметров задачи: $\ln(\dot{\epsilon}_0/\dot{\epsilon})$, длины пробега дислокации λ ,

энергии блокировки E_- . Знание этих параметров позволяет затем восстановить с помощью (14) микроскопическую зависимость высоты барьера E_0 , контролирующего скольжение дислокаций, от напряжения. Практическая реализация этой процедуры анализа имеющихся экспериментальных данных для ряда конкретных материалов будет описана в отдельной работе.

3. Положение пика на температурной шкале

Практически важен вопрос о том, в каком температурном интервале имеет место повышенное деформирующее напряжение. Представляет интерес также зависимость положения пика от различных параметров, знание которой дает принципиальную возможность управлять этим положением. Обсудим эти вопросы.

Деформирующее напряжение на аномальной ветви растет с температурой до тех пор, пока эта ветвь не сменится высокотемпературной нормальной, описанной ранее. Таким образом, положение максимума деформирующего напряжения на шкале температур в силу отмеченной выше резкости экспоненциального поведения определяется точкой пересечения двух рассмотренных ветвей решения уравнения (11). Этой точке пересечения соответствует, как нетрудно убедиться, сопоставляя оба решения, температура T_m , приближенно задаваемая выражением

$$T_m \approx \frac{E_+/k}{\ln \frac{\dot{\epsilon}_0}{\dot{\epsilon}} + \ln \left\{ \frac{\lambda}{\ln(\dot{\epsilon}_0/\dot{\epsilon})} \right\}} \quad (21)$$

Выражение (21) предсказывает заметную зависимость положения пика от скорости пластической деформации. Такая зависимость действительно наблюдается в эксперименте (как это показано на рис. 3 с использованием данных [11] для β -CuZn). На этом рисунке представлено температурное поведение деформирующего напряжения в окрестности аномального пика для трех различных скоростей деформации. Как видно из рисунка, кривые довольно близки друг к другу на участке роста σ с повышением температуры, что соответствует выводу теории о низкой скоростной чувствительности деформирующего напряжения в области аномалии. В то же время положения максимумов пиков существенно отличаются для различных $\dot{\epsilon}$.

Для более полного сопоставления теории с экспериментом следует задаться зависимостью энергии деблокировки E_+ от напряжения. Можно предположить, что деблокировка представляет собой процесс выхода дислокации из линейной потенциальной ямы под действием тепловых флуктуаций и напряжения. Этот процесс аналогичен отрыву дислокации от линейного ряда закрепляющих центров, для энергии активации которого Фридель предложил зависимость от напряжения вида $E_+ \sim 1/\sigma$ [12]. В этом случае, согласно формуле (21),

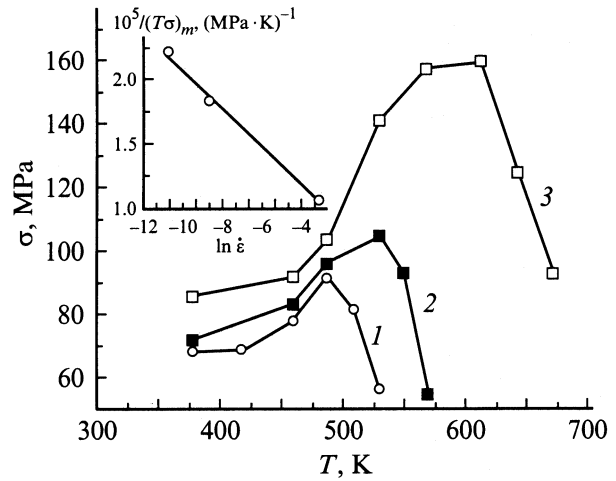


Рис. 3. Зависимость аномального пика деформирующего напряжения в β -CuZn от скорости деформации по данным [11]. Кривые 1–3 получены для скоростей деформации $\dot{\epsilon}_1 = 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, $\dot{\epsilon}_2 = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ и $\dot{\epsilon}_3 = 5.2 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ соответственно. На вставке — зависимость величины $1/(T\sigma)_m$, относящейся к максимуму пика, от $\ln \dot{\epsilon}$.

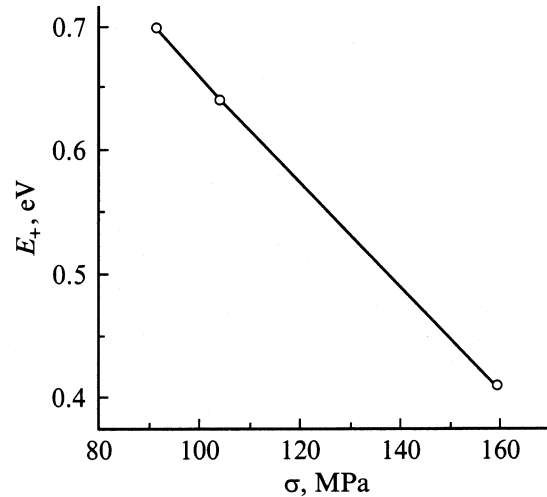


Рис. 4. Зависимость энергии деблокировки E_+ от напряжения, полученного путем подгонки формулы (21) к представленным на рис. 3 данным.

зависимость величины $1/(T_m\sigma_m)$ от $\ln \dot{\epsilon}$ должна быть близка к линейной. Как показывает вставка на рис. 3, это действительно имеет место, и подгонка коэффициента пропорциональности позволяет найти энергию деблокировки в соответствующем интервале напряжений (рис. 4).

Многочисленные теоретические исследования аномальной пластичности основываются на микроскопических механизмах или мезоскопическом моделировании дислокационной динамики [2–5,13,14]. Хотя в принципе такие расчеты позволяют ответить на любой конкретный вопрос, представление их результатов довольно сложно. Большим неудобством является почти полное отсут-

ствие аналитических формул, которые могли бы сопоставляться с экспериментом. Поэтому для обсуждения качественных зависимостей от всех существенных параметров полезно иметь простую феноменологическую модель изучаемого явления. Такая модель развивается в настоящей работе.

Исходным пунктом предлагаемой теории является предположение о наличии процессов спонтанных блокировок и деблокировок дислокаций, которое подтверждается данными электронно-микроскопических экспериментов *in situ* [8,9]. Усреднение по статистическому распределению времен задержек в сидячих состояниях приводит к наличию аномального вклада в эффективную скорость дислокаций. Этот вклад существенно модифицирует зависимость усредненной подвижности дислокаций от температуры и напряжения. Как показывает произведенный расчет, подвижность дислокаций при наличии спонтанных самоблокировок не описывается простым законом Аррениуса в отличие от случая простого скольжения. Поэтому обычная схема термоактивационного анализа оказывается некорректной. Это может объяснить, в частности, большие расхождения в порядках величины активационного объема, определенного традиционными методами по макроскопической пластичности ($A \sim 1000b^3$) и по движению индивидуальных дислокаций ($A \sim 100b^3$) в Ni_3Al [10]. Полученные в настоящей работе соотношения дают основу для разработки новой процедуры термоактивационного анализа.

Таким образом, произведенное обобщение обычной модели дислокационного скольжения с учетом термоактивируемых переходов между скользящими и сидячими состояниями дислокационных ядер позволило качественно объяснить аномальный рост деформирующего напряжения с повышением температуры и его низкую скоростную чувствительность. Развита модель открывает также принципиальную возможность количественной обработки экспериментальных данных в области аномалии деформирующего напряжения с определением микроскопических параметров дислокационной динамики.

До настоящего времени (возможно, из-за отсутствия обоснованной процедуры сравнения с теоретическими предсказаниями) экспериментальные данные позволяли лишь продемонстрировать сам факт наличия аномалии и некоторые тенденции. Предлагаемая модель согласуется с этими качественными тенденциями; можно надеяться, что она будет стимулировать соответствующие эксперименты. Для детального сопоставления изложенной теории с экспериментом требуются подробные данные по температурной зависимости деформирующего напряжения в комплексе с данными по его скоростной зависимости, что, к сожалению, в настоящее время отсутствует. Имеющиеся результаты по зависимости положения пика деформирующего напряжения на температурной шкале от скорости деформации для β -CuZn [11] удовлетворительно описывается предлагаемой теорией.

Список литературы

- [1] T. Suzuki, S. Takeuchi. In: Crystal Lattice Defects and Dislocation Dynamics / Ed. R.A. Vardanian. Nova Science Publ., Inc. Huntington, N.Y. (2000). P. 1.
- [2] Dislocations in Solids / Ed. F.R.N. Nabarro. Vol. 10. Elsevier, North Holland, Amsterdam (1996).
- [3] M.J. Mills. In: Multiscale Phenomena in Plasticity: From Experiments to Phenomenology, Modelling and Materials Engineering / Ed. J. Lepinoux, D. Maziere, V. Pontikis, G. Saada. Kluwer Academic Publ., Dordrecht-Boston-London (2000). Ser. E: Appl. Sci. Vol. 367. P. 469.
- [4] Б.А. Гринберг, М.А. Иванов. ФММ **78**, 3, 3 (1994).
- [5] D. Caillard. Acta Mater. **44**, 7, 2773 (1996).
- [6] Б.В. Петухов. ФТТ **43**, 5, 813 (2001).
- [7] Б.В. Петухов. Кристаллография **46**, 3, 525 (2001).
- [8] S. Farenc, A. Couret. M.R.S. Symp. Proc. **288**, 965 (1993).
- [9] D. Haussler, M. Bartsch, M. Aindow, I.P. Jones, U. Messerschmidt. Phil Mag. **A79**, 5, 1045 (1999).
- [10] E.M. Nadgorny, Yu.L. Iunin. M.R.S. Symp. Proc. **364**, 707 (1995).
- [11] K.A. Lee, C.S. Lee. Scripta Mater. **39**, 9, 1289 (1998).
- [12] Ж. Фридель. Дислокации. Мир, М., (1967). 626 с.
- [13] D. Caillard, V. Paidar. Acta Mater. **44**, 7, 2759 (1996).
- [14] B. Devincere, P. Veysiere, L.P. Kubin, G. Saada. Phil. Mag. **A75**, 5, 1263 (1997).