

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**НЕРАВНОМЕРНОСТИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ
КРИСТАЛЛОВ¹****В. Н. Рожанский**

ВВЕДЕНИЕ

Пространственная и временная локализация пластической деформации твердых тел непосредственно определяется механизмом деформационных процессов. Более или менее ярко выраженная локализация деформации наблюдается обычно при пластическом деформировании, в противоположность упругой деформации, развивающейся однородно при соответствующих условиях нагружения образцов.

В особых случаях можно осуществить однородное пластическое деформирование, однако это, по-видимому, связано с условиями, обеспечивающими проявление диффузионного механизма пластичности¹⁻³ (при малых напряжениях и высоких температурах), при полном затормаживании иных способов развития пластической деформации.

Так как пластическая деформация может развиваться различными путями, при ее изучении прежде всего следует иметь в виду, какие из механизмов пластической деформации действуют.

В этой статье основное внимание будет уделено тем особенностям сдвигообразования, которые преобладают при напряжениях вблизи предела текучести, так как именно при этих напряжениях наиболее ярко проявляется его неоднородность.

Локализация пластической деформации

При деформировании монокристалла обычно на его поверхности появляются линии сдвига, обозначающие области наибольшего сдвигообразования. Согласно классической модели⁴⁻⁶ (рис. 1), вся пластическая деформация обусловлена сдвигом вдоль небольшого числа избранных плоскостей скольжения. Эта модель, однако, не точна в некоторых отношениях: а) Деформация, по-видимому, локализуется в узких зонах вблизи некоторого числа избранных плоскостей скольжения⁷⁻⁹, то есть в ряде серий близко расположенных плоскостей скольжения. Это, очевидно, соответствует проявлению не линий, а полос скольжения. Среднее смещение в каждой полосе скольжения обычно достигает $\sim 5 \cdot 10^{-5}$ см⁹⁻¹⁰, но иногда развивается и до полного соскальзывания одной половины кристалла относительно другой. б) Деформация, локализованная в зонах скольжения, не исчерпывает всей деформации монокристалла¹¹. Значительная доля деформации возникает вследствие сравнительно однородного сдвигообразования в пачках скольжения. Обычно пачки скольжения при ближайшем рассмотрении оказываются испещренными так называемыми «тонкими линиями скольжения»⁸⁻¹². Помимо этого, по-видимому, имеет

место также однородное скольжение без заметного проявления линий сдвига на поверхности. в) Материал между линиями скольжения упрочняется примерно так же или даже сильнее, чем в зоне скольжения^{5,8,14}, что может происходить только при участии в общей деформации всего объема кристалла.

Причина преимущественного сосредоточения сдвигообразования в зонах скольжения, вероятно, заключается в наличии источников сдвигообразования разной интенсивности, распределенных неравномерно по объему образца. Местное сдвигообразование могут вызывать всякого рода концентраторы напряжений, например микрощели^{15-19, 147}, хотя их роль, возможно, сводится к инициированию непосредственных источников дислокаций^{20, 21}, расположенных вблизи этих концентраторов.

Представления о роли микротрещин как концентраторов напряжений были впервые сформулированы Гриффитсом¹⁹ и нашли обоснование в данных А. Ф. Иоффе²² по повышению прочности твердых тел после удаления поверхностных дефектов стравливанием или заглавливанием. С другой стороны, гипотеза Гриффитса была подтверждена работами Бриджмена²³, который показал, что высокое всестороннее давление, затрудняющее образование и развитие микротрещин, повышает прочность и расширяет область пластического деформирования твердого тела.

В дальнейшем П. А. Ребиндер показал, что при деформировании в твердых телах развиваются линзоподобные внутренние и клиновидные поверхностные микрощели. После снятия нагрузки они могут смыкаться, если их размеры не достигли критической величины. Такие микрощели являются зародышами трещин разрушения и играют особую роль в инициировании пластического сдвигообразования²⁴.

Местное лавинное сдвигообразование в ряде случаев, по-видимому, могут вызывать и сами достаточно мощные источники дислокаций без участия концентраторов напряжений. Само наличие источников дислокаций, присутствующих в деформируемом кристалле, а также формирующихся в процессе пластической деформации, обуславливает неравномерность сдвигообразования. В дальнейшем сдвигообразование, инициируемое источником и развивающееся в определенной плоскости скольжения, может распространяться на соседние плоскости с образованием зоны скольжения²⁵⁻²⁷.

Развитие сдвигообразования при растяжении кристаллов обычно сопровождается изгибом кристаллической решетки, в основном вокруг оси, лежащей в плоскости скольжения и перпендикулярной направлению скольжения²⁸⁻³¹. Изгиб решетки обуславливается неравномерностью распространения сдвига в плоскости скольжения, что может интерпретироваться как накопление дислокаций одного знака, расположенных группами в плоскостях скольжения^{26, 32, 48}.

Неравномерность деформации характерна не только для скольжения, но и для двойникования и несимметричной переориентации^{6, 33}. Эти механизмы деформации, в соответствии со своей природой, всегда действуют ограниченно и обычно локализованы в узких зонах. По-видимому, только диффузионная ползучесть, которая может в какой-то мере сказываться лишь при очень малых напряжениях и при высоких температурах, обеспечивает относительную однородность пластической деформации по всему объему образца.

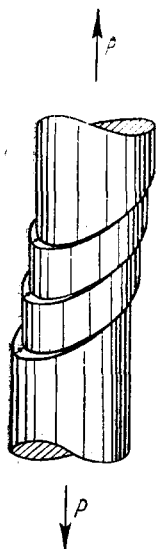


Рис. 1. Классическая модель локализации сдвигообразования в растягиваемых монокристаллах.

Скачкообразная деформация

Неравномерность развития пластической деформации особенно ярко проявляется при так называемой скачкообразной деформации. Это явление заключается во внезапном изменении приложенного напряжения при деформировании образцов с постоянной скоростью или в скачкообразном деформировании при постоянной или незначительно меняющейся нагрузке.

Твердо установлено, что скачкообразная деформация определяется непосредственно природой пластической деформации, а не растрескиванием поверхностной окисной пленки ³⁴.

Длительность деформационных скачков колеблется от миллисекунд до долей секунды. Однако иногда ³⁵ в понятие скачка включают неоднородности деформации, длящиеся несколько минут. Последние по своей природе, возможно, отличаются от обычных быстрых скачков.

Впервые скачкообразная деформация кристаллов отмечалась в 1924 г. А. Ф. Иоффе и П. С. Эренфестом ³⁶. Первое подробное изучение этого явления принадлежит М. В. Классен-Неклюдовой, которая исследовала зависимость скачкообразной деформации от температуры на кристаллах каменной соли, а также на ряде моно- и поликристаллических металлов ^{37, 38}. Классен-Неклюдова установила, что скачкообразная деформация обычно наблюдается в определенных температурных интервалах, характерных для данного материала. Однако, по-видимому, имеет смысл говорить о температурных интервалах, благоприятствующих скачкообразной деформации, так как в последующих работах ³⁹ скачки обнаруживались и вне этих интервалов.

Такая температурная зависимость навела на мысль ⁴⁰ о возможности объяснения скачкообразной деформации как следствия своеобразной игры упрочнения и отдыха во время деформирования. Последующие исследования ⁴¹, однако, показали недостаточность этого представления.

Интересная гипотеза о природе лавинного сдвигообразования была высказана А. В. Степановым ⁴²⁻⁴⁵. На основании оценки количества тепла, выделяющегося в кристалле при сдвигообразовании, он пришел к выводу о возможности расплавления металла в зоне скольжения в слое толщиной $\sim 10^{-6}$ см. Однако благодаря значительному теплоотводу из зоны скольжения, как показывает расчет ⁴⁶, действительное расплавление материала зоны скольжения вряд ли может произойти. Все же Зейтц и Рид допускают ^{14, 46}, что причиной скачкообразной деформации может явиться нагрев зоны скольжения. Эта гипотеза естественно связывается с представлением о локализации скачка в определенных зонах скольжения. Впоследствии в ряде работ ^{34, 35, 47} установлено, что каждому скачку соответствует появление на поверхности кристалла серии линий скольжения. Поэтому, по-видимому, следует считать, что скачок действительно локализован в ряде сечений кристалла ^{34, 47} и рассматривать обычно наблюдаемые деформационные скачки размером $0,5-30 \mu$ как сумму ряда меньших скачков, проходящих в нескольких зонах сдвигообразования.

Действительно, при применении почти безынерционной записи изменения электрического сопротивления при скачкообразной деформации, что потребовало точной записи импульсов напряжения от 1 до $0,005 \text{ мкв}$ ⁴⁹, нам удалось совместно с Ю. В. Горюновым, Е. Д. Щукиным и Н. В. Перцовым разрешить тонкую структуру больших скачков ⁵⁰. Эти исследования показали, что большому скачку, как правило, предшествует малый «инициирующий» скачок размером $200-1000 \text{ \AA}$, вызывающий лавину локализованных в других зонах элементарных скачков (рис. 2 и 3).

Такие составные скачки обычно наблюдаются при заметной инерционности движущихся частей прибора для растяжения кристалла. В приборах

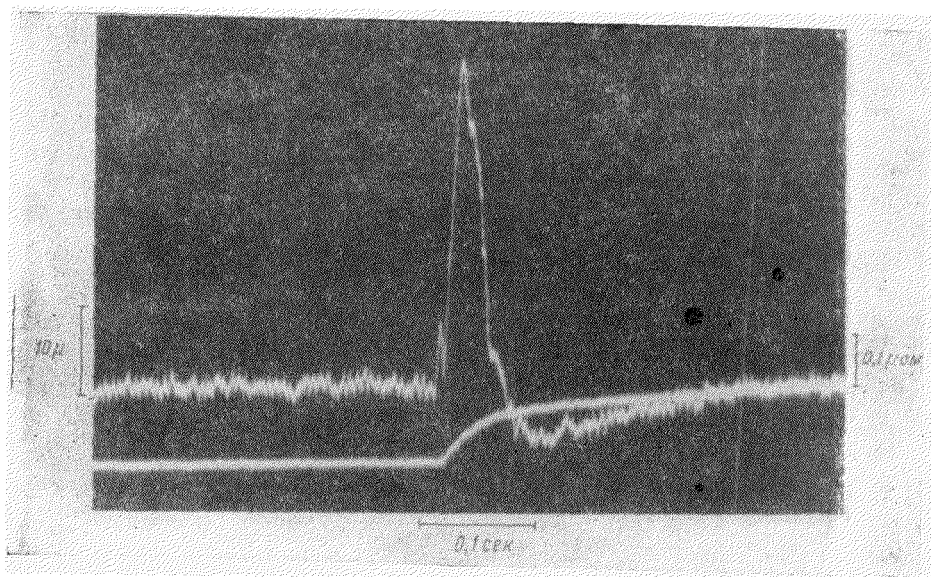


Рис. 2. Осциллограмма изменения длины и электросопротивления для большого составного скачка монокристалла цинка. На переднем фронте записи изменения электросопротивления хорошо выявляется инициирующий скачок.

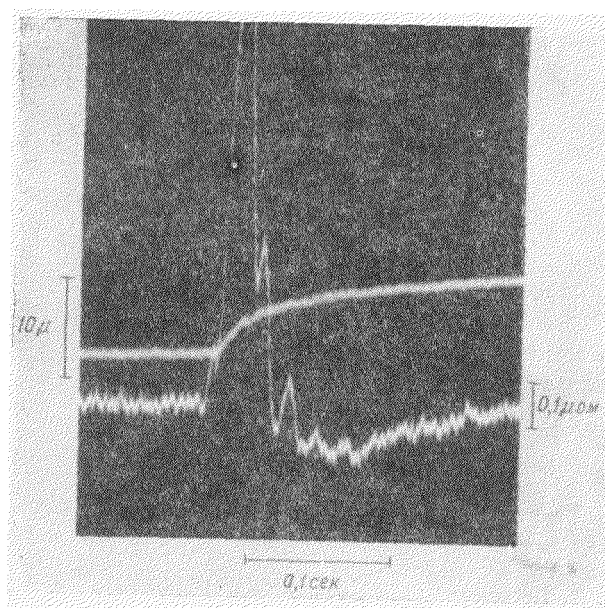


Рис. 3. Осциллограмма большого составного скачка монокристалла цинка с ярко выраженной тонкой структурой.

высокой чувствительности с ничтожной инерционностью деталей, связанных с перемещающимся концом кристалла ⁵¹, возможно наблюдение элементарных скачков, соответствующих сдвигообразованию в отдельных зонах скольжения (рис. 4).

Такие элементарные скачки длительностью 2–30 мсек и размером 100–1500 Å наблюдались в наших опытах на гексагональных кристаллах (Zn, Cd). Для тетрагонального олова были характерны несколько более длительные скачки (100–150 мсек) величиной от тысячи до нескольких тысяч Å. Кубические градиентированные кристаллы чистых металлов (Al, Pb) обычно не давали быстрых скачков, но деформировались с неоднородностями длительностью несколько секунд. Это различие, по-видимому, связано с количеством систем скольжения, действующих в этих кристаллах.

Проявление разнообразных неоднородностей деформирования может быть связано с представлением о прорыве препятствий, мешающих сдвигообразованию накапливающимися возле них группами дислокаций. При этом скачок может сопровождаться некоторым уменьшением дефектности структуры зоны скольжения. Это представление, хорошо согласующееся с опытными данными и теоретическими соображениями о природе сдвигообразования, высказывалось в общем виде в ряде работ ^{49, 52–55}.

Неоднородности деформации, длящиеся секунды и более, так же как и самые маленькие скачки, вероятно, имеют иную природу и, возможно, связаны не с прорывом групп дислокаций через препятствия, а с временной активностью источников дислокаций.

Первые данные по исследованию изменения электропроводности во время скачков были получены для больших составных скачков ⁵², причем оказалось, что возрастание электрического сопротивления при лавинном сдвигообразовании не равно соответствующему изменению при непрерывной деформации, которое главным образом обуславливается изменением размеров и формы образца, а оказывается пониженным примерно на 20% (рис. 5).

Наблюдаемое понижение скачка электросопротивления обуславливается прорывом скопления дислокаций через препятствие, что сопро-

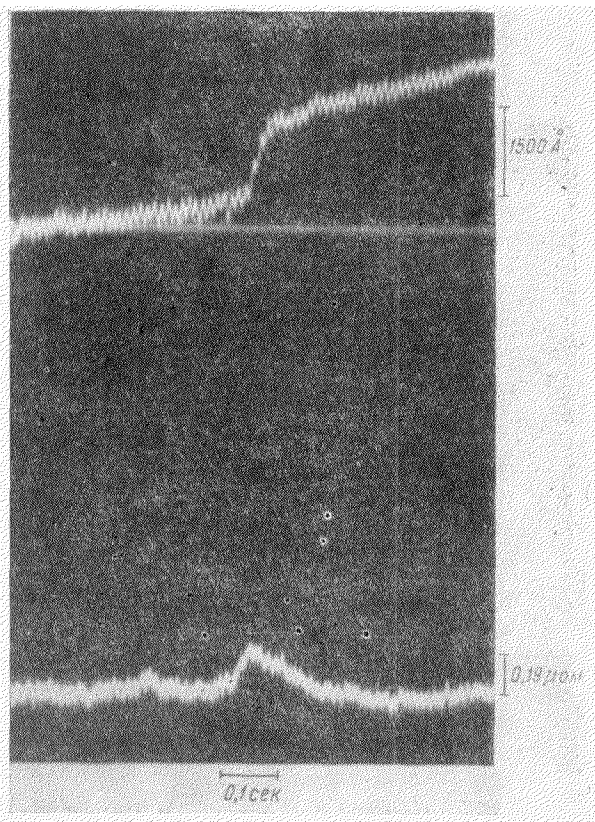


Рис. 4. Осциллограмма элементарного скачка, локализованного в одной зоне скольжения на монокристалле цинка.

вождается некоторым уменьшением среднего удельного электросопротивления. Однако количественная оценка понижения скачка электро-

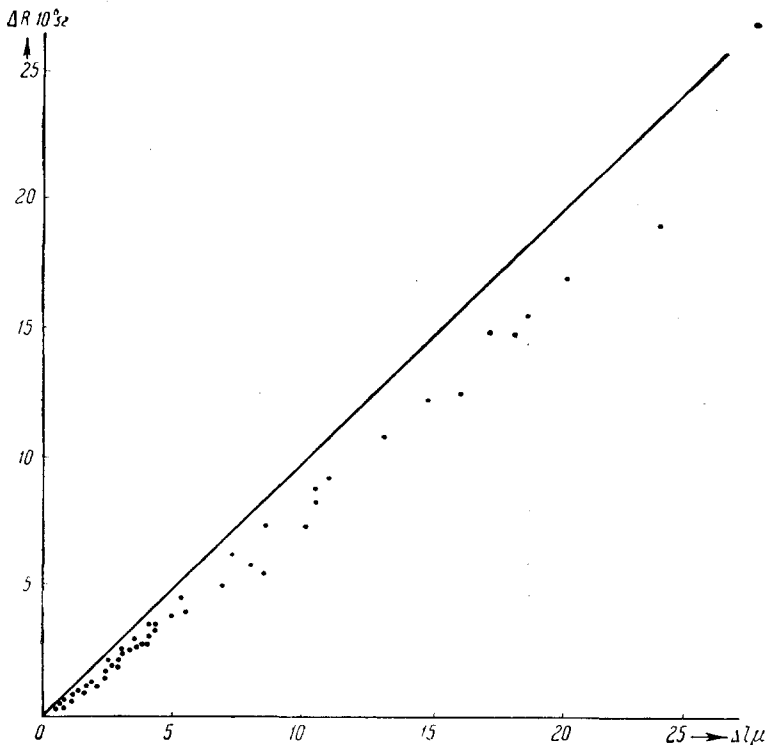


Рис. 5. Изменение электрического сопротивления цинковых монокристаллов при непрерывной деформации — сплошная линия — и во время скачков — отдельные точки.

сопротивления требует, как будет показано в дальнейшем, детализации картины явлений, сопровождающих скопление дислокаций около препятствия.

Деформация и электропроводность

Электропроводность металлов в значительной степени зависит от искажений кристаллической структуры⁵⁶⁻⁵⁸. Это дает возможность применять метод измерения электропроводности для обнаружения внутренней перестройки в атомной решетке, как, например, при образовании сверхструктур в твердых растворах⁵⁹⁻⁶¹. Изменение удельного электрического сопротивления, вносимое различными дефектами структуры при невысокой их концентрации, аддитивно⁶² и для ряда нарушений, имеющих наибольшее значение, подсчитывалось с различной степенью точности⁶³⁻⁶⁶. По вычислениям Декстера⁶³ 1 атомный % вакансий вносит добавочное сопротивление $\sim 0,4 \text{ } \mu\text{ом} \cdot \text{см}$, а 1 атомный % дислоцированных атомов $\sim 0,6 \text{ } \mu\text{ом} \cdot \text{см}$. Для дислокаций наиболее строгий расчет был произведен Хантером и Наберро⁶⁶. Было показано, что сопротивление, вносимое дислокациями, зависит от их ориентации относительно направления тока. Для хаотического расположения дислокаций произведен расчет для меди ($\Delta \rho_{\text{дисл}} \approx 0,4 \cdot 10^{-14} D \text{ } \mu\text{ом} \cdot \text{см}$, где D — плотность дислокаций) и для натрия ($\Delta \rho_{\text{дисл}} \approx 1,1 \cdot 10^{-14} D \text{ } \mu\text{ом} \cdot \text{см}$).

Однако экспериментальные значения приростов удельного электро-сопротивления при пластической деформации при использовании этих данных приводят к нереальным значениям $D \sim 10^{12} \div 10^{13} \text{ см}^{-2}$ в слабоупроч-ненных кристаллах, в то время как по ряду удовлетворительно согласую-щихся данных плотность дислокаций в сильно наклепанных материалах достигает только $\sim 10^{11} - 10^{12} \text{ см}^{-2}$ (67-71,75).

Подсчет восстановления электропроводности, обусловленный выхо-дом скопившихся у препятствия дислокаций, также дает величину зна-чительно меньшую, чем это необходимо для того, чтобы объяснить экспе-риментально наблюдаемое понижение прироста электрического сопротив-ления во время деформационных скачков.

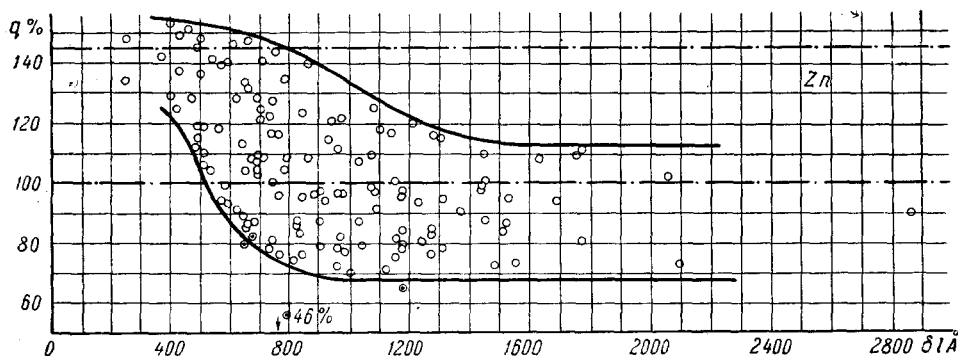


Рис. 6. Экспериментальные значения q в зависимости от величины деформационных скачков на монокристаллах цинка диаметром 0,46 мм. Двойные точки \odot соответствуют вторичным скачкам.

Наиболее тщательно выполненная работа по измерению изменения электросопротивления при малых элементарных скачках, проходящих в отдельных зонах сдвигообразования, также привела к констатации этого несоответствия⁵³. Для малого деформационного скачка δl , локализованного в узкой зоне, где местное относительное удлинение достигло величины ϵ , прирост сопротивления монокристалла, обусловленный чисто геометрическими причинами, равен

$$\delta R \approx \delta l \cdot 2r_0 (1 + \epsilon), \quad (1)$$

где r_0 — сопротивление единицы длины недеформированного образ-ца. Если весь прирост сопротивления при скачках обуславливается геометрическими причинами, то экспериментальные значения величины $q = \frac{\delta R}{\delta l \cdot 2r_0} \times 100\%$ должны лежать в полосе от 100% до $(1 + \epsilon_{\max}) \cdot 100\%$. Экспериментальные значения q действительно лежат в такой полосе (рис. 6—8). Эта полоса, идущая для больших скачков с понижением до 30%, в области малых скачков изгибается. Для самых малых скачков q -полоса, возможно, имеет даже некоторое превышение над геометрически обус-ловленными значениями.

Изгиб q -полосы начинается с величины скачка, по-видимому, соот-ветствующей максимально большому скоплению дислокаций у препятствий, которые могут образоваться в районе одной плоскости скольжения. Эта величина примерно совпадает с размером максимального единичного сдви-га в одной зоне скольжения. Для составных скачков, обусловленных разрядкой скоплений в ряде зон скольжения, понижение скачка электро-сопротивления относительно геометрически обусловленной величины

является средней величиной из соответствующих понижений в отдельных зонах. Поэтому при больших скачках полоса значений q должна идти горизонтально. Наблюдаемое значительное понижение q при разрядке больших скоплений, по-видимому, обуславливается захлопыванием во время скачка зародышевых микротрещин, образующихся во главе скопления, и, как будет показано в дальнейшем, находится в количественном

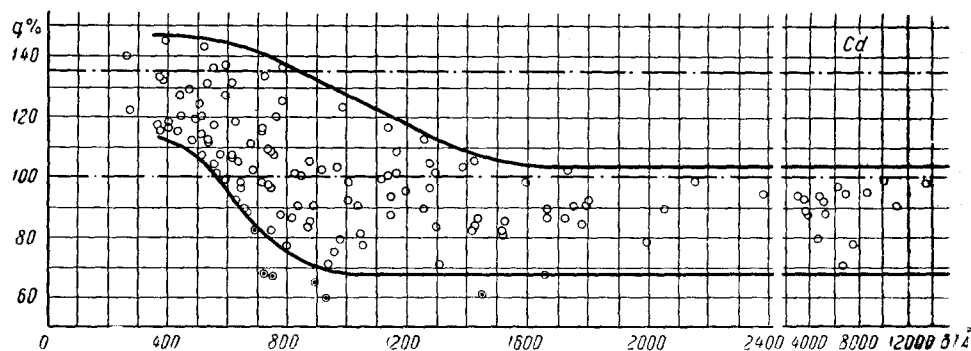


Рис. 7. q — полоса для скачков на монокристаллах кадмия диаметром 0,75 мм.

соответствию с другими данными по изменению электропроводности при пластической деформации. Для малых элементарных скачков, соответствующих выходу незначительно поджатых скоплений, микротрещины во главе скопления не будут образовываться: этим обуславливается перегиб

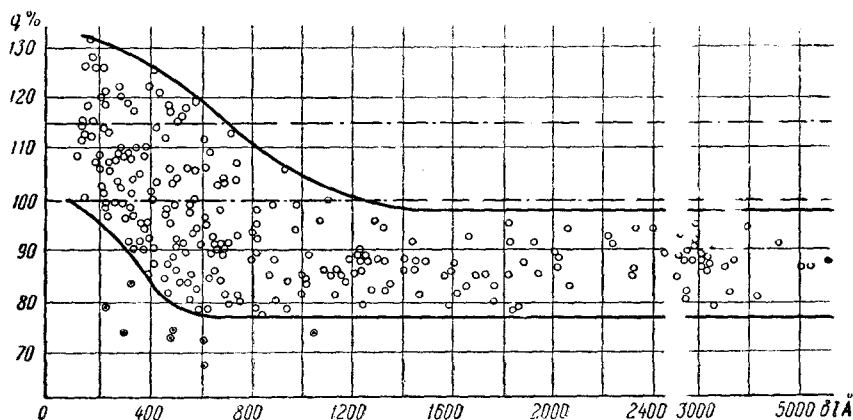


Рис. 8. q — полоса для скачков на монокристаллах кадмия диаметром 0,45 мм. (По данным Е. Д. Щукина и автора).

q -полосы для малых скачков. Во всяком случае из хода q -полосы следует нелинейность зависимости эффективного сечения рассеяния электронов дислокациями от числа заторможенных дислокаций.

Повышение q -полосы относительно геометрически обусловленной величины для самых малых скачков можно связать с внезапной активностью источников дислокаций, являющейся весьма вероятной причиной возникновения небольших скачков. Большая часть генерированных источником дислокаций в этом случае, по-видимому, застрянет у препятствий в решетке кристалла, что в конечном счете может вызвать наблюдаемое повышение электросопротивления для малых скачков.

Образование зародышевых микротрещин

Имеющиеся в настоящее время данные о средних плотностях дислокаций и вносимом дислокациями сопротивлении^{67-72,75} без введения представлений о формировании микротрещин во главе скоплений не

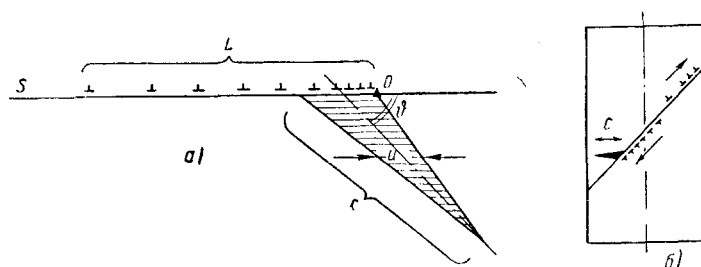


Рис. 9. Схемы образования трещины во главе скопления дислокаций.

позволяют количественно описать наблюдаемое понижение q -полосы, так же, как изменение удельного электросопротивления и плотности наклепанного материала^{32,76-77}.

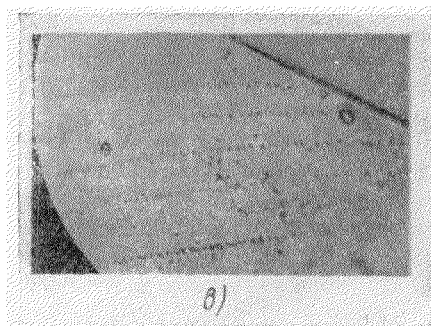
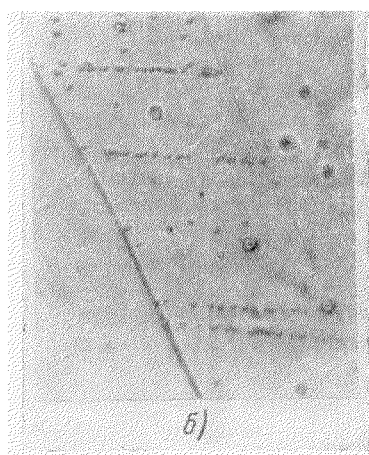
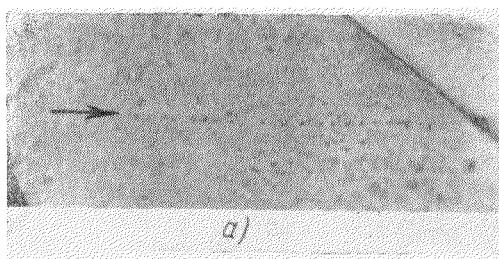


Рис. 10. Точки травления выходов дислокаций, скопившихся у границы зерна на деформированном крупнозернистом кадмии (а), (б) и цинке (в). Образцы травились после снятия внешних напряжений, поджимающих скопление дислокаций к препятствию. (По данным Е. Д. Щукина и автора).

Представление об образовании трещин во главе скопления дислокаций было введено Моттом⁷⁸⁻⁸¹ и развито в работах Штро^{77,83-86}. Такие скопления наблюдались в опытах по травлению выходов дислокаций на поверхность кристалла (рис. 9, 10)⁸⁷⁻⁹¹, а также при изучении в поляризованном свете внутренних напряжений⁹²⁻⁹⁴. Расчет расположения дислокаций около препятствия⁹⁵ удовлетворительно согласуется с наблюдениями.

Можно показать ⁹⁵, что протяженность всего скопления для большего числа дислокаций ($n \sim 10^2$) выражается соотношением

$$L \approx \frac{nGb}{\pi\tau(1-\nu)} \quad (2)$$

Концентрация напряжений возле головы скопления в зависимости от свойств материала и условий деформирования может привести либо к развитию трещины, и в конечном счете к разрушению, либо к преодолению скоплением препятствия и пластическому течению ⁹⁶.

Максимальные нормальные напряжения во главе скопления развиваются на прямой, расположенной под углом 70° к плоскости скольжения, и равны

$$P_{\max} = \frac{2}{\sqrt{3}} \tau \sqrt{\frac{L}{r}}, \quad (3)$$

где r — расстояние до головы скопления.

По расчетам Гриффитса ¹⁹ трещина развивается при наличии нормальных напряжений $P > P_{кр}$, где

$$P_{кр} = 4 \sqrt{\frac{\sigma G}{\pi(1-\nu)c}}; \quad (4)$$

здесь c — длина трещины, а σ — поверхностное натяжение. Напряжение у устья трещины, создаваемое скоплением дислокаций, определится из (2) и (3) при $c=r$:

$$P = \frac{2\tau}{\sqrt{3}} \sqrt{\frac{nbGz}{\pi(1-\nu)r}}. \quad (5)$$

Из сравнения (4) и (5) можно определить внешнее скалывающее напряжение в плоскости скольжения, достаточное для развития трещины разрушения,

$$\tau_{кр} = \frac{12\sigma}{nb}. \quad (6)$$

Это соотношение, выведенное Штро, по-видимому, дает несколько завышенное значение опасного напряжения, так как, так же как и формула Гриффитса (4), не учитывает того обстоятельства, что в развивающейся трещине поверхностное натяжение не сразу достигает своего нормального значения на свободной поверхности, как это отмечал Ребиндер ²⁴.

Наиболее важное обстоятельство, заключающееся в этом соотношении, состоит в том, что образование трещины связывается не только с величиной приложенного напряжения, но и с возможностью скопления у препятствия достаточно большой группы дислокаций. Возможность образования трещины разрушения или пластического течения связана с «прозрачностью» барьеров. Иначе, если напряжение, достаточное для прорыва скоплением препятствия, будет достигнуто раньше, чем напряжение, необходимое для образования трещины разрушения, то произойдет пластический сдвиг. В противном случае тело будет хрупко разрушаться. Легко понять, что повышение температуры, увеличивающее «прозрачность» барьеров, будет способствовать пластичности и переходу тела из хрупкого в пластическое состояние.

Используя выражение для равновесной длины с зародышевой трещины ⁷⁷, определяющейся числом объединившихся во главе группы дислокаций n_1 ,

$$c = \frac{n_1^2 b^2 G}{8\pi(1-\nu)\sigma}, \quad (7)$$

легко подсчитать изменение плотности в случае, если N трещин пересекают единицу площади

$$\frac{\Delta d}{d} = \frac{N n_1^2 b^2 G}{16\pi(1-\nu)\sigma}, \quad (8)$$

и изменение удельного сопротивления для хаотического расположения микротрещин

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} = \frac{1}{12} \pi c^2 N. \quad (9)$$

Эти формулы, также полученные Штро, позволяют вычислить по экспериментальным данным изменения плотности и электросопротивления после деформации, число и длину сформировавшихся микротрещин.

По-видимому, развитие зародышевых микротрещин имеет динамический характер. При деформировании в образце непрерывно развивается и исчезает большое число таких зародышей разрушения, не достигших своих критических размеров. Понижение q -полосы может быть количественно связано с залечиванием таких микротрещин.

Из формул (1), (7), (9) легко оценить размер микротрещины, смыкающейся при максимальном элементарном деформационном скачке, с чем непосредственно связано снижение q -полосы. Расчет дает $c = 1 \cdot 10^{-3}$ см. Это находится в хорошем соответствии с величиной микротрещин в наклепанном никеле ($c = 1,3 \cdot 10^{-3}$ см), рассчитанной Штро⁷⁷ по данным Клярброу, Харгривса и Веста^{71,75}. Из приведенных соотношений легко подсчитать, что в нашем случае для максимально поджатого скопления около 10–20% всех дислокаций скопления формируют зародышевую микротрещину.

Аналогично можно рассчитать формирование микротрещин, связанное с наблюдаемым для очень малых скачков повышением q -полосы над значениями, ожидаемыми из геометрических соображений. Образование малых скачков, как это отмечалось выше, можно объяснить внезапной активизацией источника дислокаций, генерирующих $10^2 \div 10^3$ дислокационных колец за время скачка $\sim 2 \div 10$ мсек, из которых часть выходит на поверхность, а часть застревает у препятствий внутри кристалла. Из расчета превышения q -полосы для малых скачков следует, что застрявшие дислокации, по-видимому, формируют микротрещину с эффективным размером $c = 3 \cdot 10^{-4}$ см.

При исследовании скачков на цинке и кадмии мы часто наблюдали группы из двух скачков, идущих с интервалом ~ 50 мсек⁵³. Для второго скачка, как правило, наблюдалось особенно сильное понижение скачка электрического сопротивления (до 46%) (рис. 11).

Такое сильное понижение может быть связано только с захлопыванием микротрещин, превышающих свои критические размеры. Эти микротрещины, как показал Ребиндер²⁴, могут залечиваться после снятия напряжения, т. е. после прорыва основной группы дислокаций, являющейся концентратором сформировавшихся микротрещину напряжений.

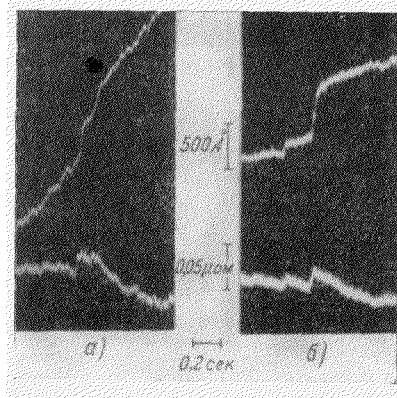


Рис. 11. Осциллограммы двойного скачка на монокристаллах цинка (а) и кадмия (б) со значительным понижением скачка электрического сопротивления для вторичного скачка.

Понижение скачка сопротивления, соответствующего вторичному скачку, позволяет оценить размер этих трещин в $3 \cdot 10^{-3} \div 6 \cdot 10^{-3}$ см. Таким образом, для монокристаллов цинка и кадмия максимальный размер зародышевой равновесной трещины примерно равен $3 \cdot 10^{-3}$ см.

Следует отметить, что изменение электросопротивления в результате образования вакансий и дислоцированных атомов, а также вносимое непосредственно дислокациями, как легко показать, составляет лишь малую долю в общем изменении электросопротивления при деформировании, наблюдаемом экспериментально.

О связи упрочнения и прочности

Теория дислокаций имеет значительные успехи в объяснении механизма упрочнения металлов. По-видимому, механизм упрочнения сводится к целому ряду процессов, приводящих к увеличению напряжений, необходимых для пластического изменения формы и размеров^{26,32,48}.

Первый важный фактор упрочнения, на который обратил внимание еще Тейлор⁹⁷, — это дальнейшее взаимодействие дислокаций. Оно ответственно за некоторое увеличение сопротивления продвижению дислокаций с увеличением плотности дислокаций, накапливающихся в теле в процессе пластической деформации. Более значительное сопротивление движению дислокаций возникает при их пересечении^{26,98}. По-видимому, с этим эффектом связано затрудненное скольжение в кристаллах, обладающих многими действующими системами скольжения⁹⁹⁻¹⁰².

Наиболее значительным фактором в деформационном упрочнении, вероятно, является образование устойчивых препятствий движению дислокаций (например, «сидячих дислокаций»¹⁰³), которые могут возникать при дислокационных реакциях^{104,105}. Возле таких препятствий происходит накопление групп дислокаций, играющих особую роль в упрочнении и образовании трещин в кристаллах. Аналогичные скопления дислокаций могут образовываться у границ второй фазы в гетерогенных сплавах.

Сквозь такие границы дислокации, по-видимому, не могут практически проникать, и распространение сдвига происходит путем возбуждения источников дислокаций, лежащих за границей фазы. Макроскопически результат такого возбуждения аналогичен прорыву дислокаций сквозь границу.

Некоторые препятствия, многие из которых образуются в процессе сдвигообразования, могут преодолеваются группами дислокаций непосредственно. Но и эти препятствия, так же как и фазовые границы, могут явиться источниками, формирующими зародышевые микротрещины, которые при глубоких или длительных силовых воздействиях могут развиться в опасные трещины разрушения.

Для высокого сопротивления пластической деформации особенно важно создание тонкой субмикроскопической неоднородности строения^{106,146} при легировании и термической обработке металлов. Такая микрогетерогенность строения и напряжений в сплавах будет обеспечивать образование большого числа прочных барьеров для движения дислокаций. Но для того чтобы предотвратить опасность возникновения трещин, важно создать условия, не позволяющие скопляться у этих препятствий большому числу дислокаций. Это выполняется при высокой концентрации препятствий в объеме тела; при этом будет задана малая протяженность скопления и, как следует из формулы (2), малое число дислокаций скопления.

При малом числе барьеров количество скопившихся около них дислокаций и, следовательно, напряжение образования опасных трещин будет

определяться их «прозрачностью». При повышении непроницаемости препятствий увеличению жесткости материала будет сопутствовать возрастание склонности тела к хрупкому разрушению.

Некоторые особенности упрочения определяются образованием «атмосфер» растворенных атомов около дислокаций¹⁰⁷, также тормозящей их движение. Отрыв дислокаций от атмосферы в некоторых случаях может привести к следствиям, почти аналогичным прорыву скоплений через препятствие. Особое значение растворенных примесей заключается в их способности понижать поверхностное натяжение на развивающихся границах раздела и этим способствовать образованию трещин^{108, 109}.

Структурные особенности строения тела в значительной мере определяют характер его упрочения и его прочностные свойства; эти особенности частично задаются составом и термообработкой, а частично формируются в процессе пластической деформации и отдыха.

Поверхностное натяжение и механические свойства

Поверхностное натяжение непосредственно определяет ту работу, которая идет на образование новой поверхности при разрушении твердого тела. Твердость в таких методах ее определения, которые связаны с поверхностным диспергированием, может быть определена как работа диспергирования, приходящаяся на единицу образованной поверхности¹¹⁰⁻¹¹³.

В большинстве методов определения твердости эта величина, по-видимому, остается грубо пропорциональной поверхностной энергии:

$$H = \frac{dA}{dS} \approx k\sigma, \quad (10)$$

где k —обычно большой безразмерный коэффициент, характеризующий необратимость процесса ($k \sim 10^3$).

П. А. Ребиндер в 1928 г. показал, что внешняя среда, понижающая поверхностное натяжение, одновременно уменьшает твердость тела при поверхностном диспергировании¹¹⁴. В серии последующих работ^{111, 115-119} было показано, что поверхностно-активная среда облегчает диспергирование хрупких тел и деформирование моно- и поликристаллических металлов.

Вначале эти эффекты связывались с расклинивающим действием адсорбционных слоев в поверхностных микротрещинах. Однако ряд работ, в особенности тех, которые были посвящены открытию и исследованию электрокапиллярного понижения прочности^{115-117, 120-122}, показали, что эти явления обязаны непосредственно понижению поверхностной энергии твердого тела.

Измерения электросопротивления при деформации металлических монокристаллов в поверхностно-активных средах^{117, 123, 124} также показали, что облегчение деформируемости связано непосредственно с понижением поверхностного натяжения на вновь образующихся поверхностях раздела. В. И. Лихтман показал, что понижения поверхностного натяжения металлов в органических средах (примерно на $200 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2}$) энергетически достаточно для того, чтобы объяснить наблюдаемое значительное возрастание (в данном случае в 2,7 раза) скорости ползучести¹¹⁵.

Специальными опытами с монокристаллами, полностью очищенными в высоком вакууме от окисной пленки, установлено, что наблюдаемые эффекты связаны с понижением поверхностного натяжения металла, а не с разрушением окисных пленок, покрывающих испытываемые монокристаллы¹¹². Окисные пленки в лучшем случае могут способствовать

проявлению эффекта, создавая в поверхностном слое благоприятное напряженное состояние^{119, 125, 126}.

Однако до последнего времени оставалось неясным, каким образом понижение поверхностного натяжения на внешней поверхности раздела может оказать влияние на движение дислокаций внутри кристалла.

Дело, по-видимому, заключается в наличии поверхностного энергетического барьера, препятствующего выходу дислокаций на поверхность кристалла. Сравнение энергий образования дислокации ($2 \div 10$ эв на атом) и ступеньки свободной поверхности ($\sim 0,5 \div 1$ эв на атом), возникающей при выходе краевой дислокации параллельно поверхности, указывает на существование такого барьера; это связано с тем, что силы, выталкивающие дислокацию, далекодействующие по сравнению с силами, препятствующими образованию ступеньки. Иначе говоря, понижение поверхностного натяжения будет уменьшать скопления краевых дислокаций у поверхности, что в свою очередь облегчит движение дислокаций и функционирование источников внутри тела.

Эти соображения относятся к действию таких адсорбирующихся поверхностно-активных сред, как, например, растворы органических кислот и спиртов, сравнительно мало понижающих поверхностное натяжение металлов.

Существенно иное действие сред, понижающих поверхностную энергию во много раз сильнее, как, например, металлических расплавленных покрытий. Помимо понижения поверхностного натяжения, на внешней поверхности атомы металлического покрытия, диффундируя в решетку, как регулярно, так и по различным дефектам понижают поверхностное натяжение и на внутренних, вновь образующихся поверхностях раздела¹⁰⁸. Именно этими явлениями объясняются исследованные рядом авторов¹²⁷⁻¹³⁶ явления понижения прочности металлов, в особенности при высоких температурах, под влиянием легкоплавких металлических покрытий. Весьма близкую природу имеет понижение прочности металлов поверхностно-активными примесями.

Связывая эти явления с вероятностью образования зародышей сдвигов и трещин разрушения, определяемой величинами межфазного поверхностного натяжения σ_{12} и приложенного напряжения P , П. А. Ребиндер¹⁰⁸ вывел условие разрушения

$$\sigma_{12} < \frac{kT}{\delta^2} + \beta P\delta, \quad (11)$$

где δ — размер блоков или среднее расстояние между зародышевыми дефектами, β — коэффициент, характеризующий напряженное состояние тела.

Весьма плодотворным оказывается подход к объяснению этих явлений со стороны дислокационных представлений.

При обсуждении формулы (6) мы не рассматривали возможность изменения поверхностного натяжения σ на поверхности раздела кристалл — среда, а между тем эта величина определяет значение напряжения, достаточного для образования трещины разрушения.

В зону образования зародышевой трещины во главе скопления дислокаций поверхностно-активные вещества могут проникать не только в результате регулярной диффузии, но, по-видимому, и вдоль дислокаций, и, в особенности, вдоль полых ядер объединившихся дислокаций. При этом облегчается образование как поверхностных, так и внутренних микротрещин.

Аналогичную точку зрения развивает Печ¹³⁷ при изучении природы снижения прочности наводороженного железа. Водород рассматривается

как поверхностно-активная примесь, понижающая поверхностное натяжение металла на развивающихся поверхностях раздела.

Исходя из известных адсорбционных уравнений Гиббса и Лангмюра, можно показать, что поверхностное натяжение в результате адсорбции поверхностно-активной примеси снижается до значения

$$\sigma_{12} = \sigma_0 - \Gamma_{\infty} kT \ln(1 + Ac) \quad (12)$$

(уравнение Шишковского), где σ_0 — поверхностное натяжение чистого металла, A — адсорбционная константа, а c — концентрация примеси $\left(\frac{1}{A}\right)$ имеет размерность концентрации c), Γ_{∞} — предел адсорбции в атомах на 1 см^2 . Для диссоциирующих двухатомных молекул

$$\sigma_{12} = \sigma_0 - 2\Gamma_{\infty} kT \ln \left[1 + (Ac)^{\frac{1}{2}} \right]. \quad (13)$$

При подстановке этих выражений в формулу (6) с заменой n его значением из (2) можно получить температурную зависимость разрушающего тангенциального напряжения в плоскости скольжения для металлов, загрязненных поверхностно-активными примесями¹³⁷.

Для одноатомной примеси

$$\tau = \tau_0 + 2 \left[\frac{3G}{\pi(1-\nu)L} \{ \sigma_0 - \Gamma_{\infty} kT \ln(1 + Ap) \} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (14)$$

где τ_0 — тангенциальное напряжение преодоления сил трения при движении дислокаций. Это выражение применимо для мелкокристаллических металлов, где роль барьеров, перед которыми скапливаются дислокации, играют границы между зернами. В этом случае значение L примерно совпадает с размером зерен. Действительно, зависимость $\tau = \tau_0 + KL^{-\frac{1}{2}}$ была хорошо подтверждена на опыте¹³⁷⁻¹³⁹.

Для монокристаллов, у которых роль барьеров играют всевозможные нарушения структуры, главным образом возникающие в процессе деформирования, это соотношение неприменимо. В этом случае число дислокаций в скоплении, особенно при высоких температурах, определяется не расстоянием между барьерами, а прозрачностью последних, существенно зависящей от температуры.

Температурная зависимость проницаемости барьеров наблюдалась Н. В. Перцовым на амальгамированных монокристаллах цинка. При комнатной температуре тончайшее ртутное покрытие оказывает катастрофическое действие на прочность цинковых монокристаллов¹⁰⁹. Однако повышение температуры до 160°C уничтожает их хрупкость, приводя к восстановлению пластичности и прочности. Понижение температуры до комнатной вновь возвращает монокристаллы к хрупкому состоянию. Таким образом, этот эффект не может быть связан с возможным предположением об удалении ртути испарением. В сорокаградусном температурном интервале ($120-160^\circ \text{C}$) перехода от хрупкого к пластическому состоянию монокристаллы при растяжении покрываются рядом более или менее глубоких полураскрывшихся трещин (рис. 12).

Эта температурная зависимость может быть удовлетворительно описана при помощи выражения для вероятности преодоления дислокациями препятствия, выведенного Штро⁸⁶,

$$W = 1 - \exp \left[-\frac{\gamma b_0}{b} \cdot \exp \left(-\frac{u(\tau)}{kT} \right) \right]. \quad (15)$$

Здесь $u(\tau)$ — энергия активации преодоления дислокацией барьера, ν — частота тепловых колебаний атомов, l — длина заторможенного фронта дислокации, t_0 — время накопления группы дислокаций, достаточной для образования трещины разрушения, b — длина вектора Бюргерса.

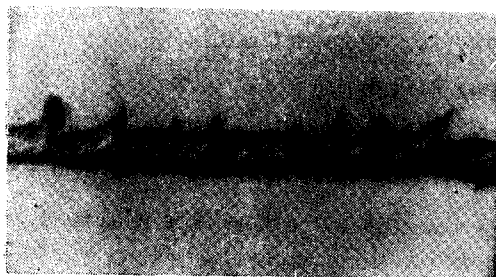


Рис. 12. Поверхностные трещины, образующиеся при растяжении амальгмированных монокристаллов цинка в температурном интервале перехода от хрупкого к пластическому состоянию.

гетических барьеров. Эту связь удалось наблюдать на амальгмированных монокристаллах цинка в связи с очень сильным понижением времени образования опасного скопления t_0 , что обусловливается сильным падением поверхностного натяжения на свежееобразующихся поверхностях раздела и резким уменьшением размеров опасного скопления.

Переход кристалла из пластического состояния в хрупкое связан с тем, что либо вследствие понижения температуры и увеличения прочности барьеров, либо в результате понижения поверхностного натяжения прочность оказывается ниже предела текучести

$$\tau_{кр} < \tau_{тек} \quad (16)$$

Это обстоятельство можно приближенно отразить в неравенстве

$$\sigma_{12} < \sigma b n \tau_{тек} \approx a b \tau_1, \quad (17)$$

которое получается из сопоставления соотношений (6) и (16). Здесь $\tau_1 \approx n \tau_{тек}$ — местное критическое скалывающее напряжение во главе скопления из n дислокаций, a — коэффициент, поддающийся теоретической оценке^{109,140}. Это неравенство можно привести к виду, соответствующему условию разрушения Ребиндера¹¹.

Наши представления относительно механизма влияния поверхностно-активной среды на механические свойства еще далеко не полны. Это грубая схема, остающаяся пока первым приближением и требующая дальнейшего уточнения. Ряд фактов еще не получил достаточно ясного объяснения. Так, например, обстоит дело с новым интереснейшим явлением, обнаруженным недавно Ю. В. Горюновым^{124,141}. Оно заклю-

На рис. 13 представлена зависимость предельного напряжения разрыва от температуры для амальгмированных монокристаллов цинка в сопоставлении с вероятностью преодоления дислокациями препятствия при значении $u(\tau) = 1$ эв. Параллельный ход этих зависимостей указывает на тесную связь возможности пластического течения с процессом преодоления дислокациями энер-

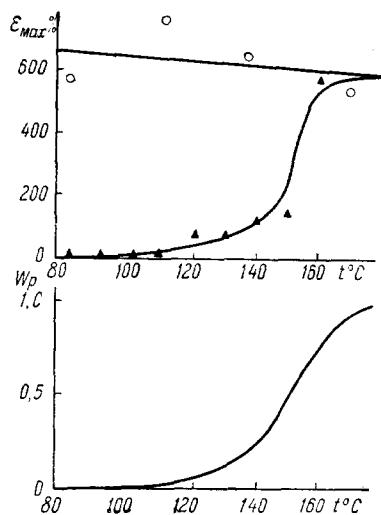


Рис. 13. Зависимость предельного удлинения до разрыва от температуры для амальгмированных (\blacktriangle), и неамальгмированных (\circ) монокристаллов цинка (верхний график) и зависимости вероятности преодоления дислокациями препятствия от температуры для амальгмированных монокристаллов цинка при $u(\tau) = 1$ эв (нижний график).

чается в увеличении величины деформационных скачков и доли скачкообразной деформации в поверхностно-активной среде (рис. 14). Как органические поверхностно-активные среды (например, раствор олеиновой кислоты в вазелиновом масле), так и расплавленные металлические покрытия (например, ртуть на цинковых монокристаллах) часто приводят к обнаружению скачков на кристаллах, которые в обычных условиях почему-либо растягиваются плавно. Величина этого эффекта, определяемая как отношение доли деформации, проходящей скачками в активной среде, к доле скачкообразной деформации в неактивной среде, практически не зависит от ориентировки кристаллов.

Связан ли этот эффект с облегчением функционирования поверхностных источников при понижении поверхностной энергии или с облегчением выхода подповерхностных скоплений дислокаций—пока не ясно. Вероятно, в этом обнаруживается влияние величины поверхностного натяжения на проницаемость, по крайней мере, некоторых потенциальных барьеров, сдерживающих перемещение дислокаций.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В небольшой статье трудно охватить все стороны проявления неравномерности пластической деформации. Наибольшее внимание уделено здесь выяснению связи проявлений неравномерности с формированием зародышевых микротрещин. Проблема роли и образования зародышевых трещин всегда находилась в центре внимания исследователей, изучающих механизм пластической деформации.

В статье не затронуты некоторые проявления неоднородности, возникающие в результате отрыва дислокаций от атмосферы примесей^{47-48, 142-144}, так как эти явления прямо не связаны с образованием трещин в кристаллах. Что касается работ, связанных с вопросом о коагуляции вакансий¹⁷⁵, то они составляют особую группу, более тесно примыкающую к проблеме диффузионной пластичности, чем к рассматриваемым в этой статье дислокационным представлениям.

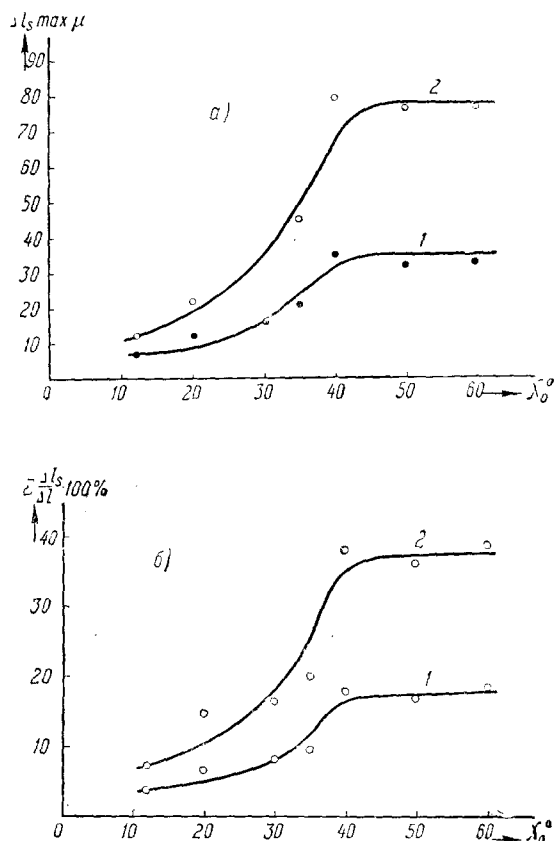


Рис. 14. а) Зависимость максимальной величины составных скачков от угла наклона плоскости скольжения к оси образца и б) зависимость доли скачкообразной деформации от того же угла для монокристаллов цинка. Предварительная подготовка образцов с целью увеличения воспроизводимости и увеличения скачкообразности их деформации заключалась в задании предварительного кристаллографического сдвига $a=1,4$ с последующим двухчасовым отдыхом.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. С. Т. Конобеевский, ЖЭТФ 13, 200 (1943).
2. Б. Я. Пинес, УФН 52, 501 (1954).
3. Н. С. Фастов, ДАН 49, 753 (1954).
4. H. Mark, M. Polanyi, E. Schmid, Zeits. f. Phys. 12, 58 (1922).
5. C. F. Elam, The Distortion of Metal Crystals, Oxford University Press. New York, 1936.
6. Э. Шмид и В. Боас, Пластичность кристаллов, ГТТИ, 1938 (перевод с нем.).
7. K. M. Grinland, Proc. Roy. Soc. A163, 28 (1937).
8. A. F. Brown, Adv. in Phys. I, 427 (1952), перевод в УФН 62, 305 (1957).
9. R. D. Heidenreich, W. Shockley, J. Appl. Phys. 18, 1029 (1947).
10. K. Yamaguchi, Sci. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. Tokyo 8, 289 (1928).
11. Д. Г. Курносков, Н. М. Тренина, М. В. Якутович, ЖТФ 18, 197 (1948).
12. A. F. Brown, R. W. Honeycombe, Phil. Mag. 42, 1146 (1951).
13. D. Kuhlmann, Zeits. Met. 41, 129 (1950).
14. Ф. Зейтц, Физика металлов, Гостехиздат, 1947 (перевод с англ.).
15. А. В. Степанов, ЖЭТФ 7, 1168 (1937).
16. Н. Н. Давиденков, М. В. Классен-Неклюдова, ЖЭТФ 2, 412 (1932).
17. Н. Н. Давиденков, Е. Н. Шевандин, ЖЭТФ 6, 261 (1936).
18. A. A. Smekal, Zeits. f. Phys. 34, 633 (1933).
19. A. A. Griffith, Phil. Trans. Roy. Soc. A221, 163 (1921).
20. F. C. Frank, W. T. Read, Phys. Rev. 79, 722 (1950).
21. D. Kuhlmann, G. Masing, J. Raffelsieger, Zeits. Met. 40, 241 (1949).
22. А. Ф. Ноффе, М. В. Кирпичева, М. А. Левитская, Zeits. f. Phys. 22, 286 (1924).
23. П. Бриджмен, Исследования больших пластических деформаций и разрыва, ИЛ, 1955 (перевод с англ.).
24. П. А. Ребиндер, Юбилейный сборник АН СССР к 30-летию Октябрьской революции I, 123 (1947).
25. E. Orowan, Report of 9 Solvay Conference Brussels, 535 (1952).
26. A. H. Cottrell, Progress in Metal. Phys. 2, 77 (1949), перевод в УФН 46, 179 (1952).
27. A. F. Brown, J. Inst. Met. 80, 115 (1951).
28. С. Т. Конобеевский, И. Н. Мирер, Zeits. Krist. 81, 69 (1932).
29. А. Н. Ельников, ЖЭТФ 4, 100 (1934).
30. А. Н. Ельников, ЖЭТФ 8, 604 (1938).
31. А. П. Комар, ЖЭТФ 6, 392 (1936).
32. A. H. Cottrell, Dislocations and Plastic Flow in Crystals Oxford, New York, 1953.
33. М. В. Классен-Неклюдова, А. А. Урусовская, Крист. 2, 134 (1957).
34. E. Schmid, N. A. Valouch, Zeits. f. Phys. 75, 531 (1932).
35. Э. С. Яковлева, М. В. Якутович, ЖТФ 5, 1744 (1935).
36. А. Ф. Ноффе, Физика кристаллов, ГИЗ, Москва (1929).
37. М. В. Классен-Неклюдова, ЖРФО 59, 509 (1927).
38. М. В. Классен-Неклюдова, ЖРФО 60, 373 (1928).
39. Е. Д. Щукин, Ю. В. Горюнов, Н. В. Перцов, В. Н. Рожанский, ДАН 118, 277 (1958).
40. Н. Н. Давиденков, ЖРФО 62, 104 (1930).
41. Н. Н. Давиденков, И. Н. Мирянов, ЖТФ 6, 60 (1936).
42. А. В. Степанов, Phys. Zeits. d. Sow. 2, 537 (1932).
43. А. В. Степанов, Phys. Zeits. d. Sow. 5, 706 (1934).
44. А. В. Степанов, Zeits. f. Phys. 81, 560 (1933).
45. А. В. Степанов, Phys. Zeits. d. Sow. 4, 609 (1933).
46. F. Seitz, T. A. Read, J. Appl. Phys. 12, 100, 170, 470, 538 (1941).
47. G. W. Ardley, A. H. Cottrell, Proc. Roy. Soc. A219, 328 (1953).
48. А. Н. Cottrell, Progress in Metal Phys. 4, (1953), перевод в Успехах физики металлов I, 155 (1956), Metallurgizdat.
49. В. Н. Рожанский, Ю. В. Горюнов, Е. Д. Щукин, ФММ 3, 113 (1956).
50. В. Н. Рожанский, Ю. В. Горюнов, ДАН 105, 253 (1955).
51. Е. Д. Щукин, Н. В. Перцов, В. Н. Рожанский, ПТЭ 2, 98 (1957).
52. В. Н. Рожанский, Ю. В. Горюнов, Е. Д. Щукин, ДАН 105, 80 (1955).

53. Е. Д. Щукин, В. Н. Рожанский, Ю. В. Горюнов, ДАН 115, 100 (1957).
54. R. Becker, E. Orowan, Zeits. f. Phys. 79, 566 (1932).
55. E. Orowan, Zeits. f. Phys. 89, 605 (1934).
56. T. Ueda, Sci. Rep. Tôhoku Univ. Sendai 19, 473 (1930).
57. W. Geiss, J. A. M. van Liempt Zeits. f. Phys. 41, 867 (1927).
58. K. Takahasi, Sci. Rep. Tôhoku Univ. Sendai 19, 265 (1930).
59. Н. Курнаков, С. Жемчужный, М. Заседателев, Известия С.-Петербургского политехнического института 22, 487 (1914).
60. Н. Курнаков, С. Жемчужный, М. Заседателев, J. Inst. Met. 15, 305 (1916).
61. Н. С. Курнаков, Н. В. Агеев, J. Inst. Met. 46, 481 (1931).
62. Ф. Зейтц, Современная теория твердого тела, ГИТТЛ, 1949.
63. D. L. Dexter, Phys. Rev. 87, 768 (1953).
64. F. Seitz, Adv. in Phys. 1, 43 (1952).
65. P. Jongsburger, Phys. Rev. 90, 710 (1953).
66. S. C. Hunter, F. R. N. Nabarro Proc. Roy. Soc. A220, 542 (1953).
67. S. Harper, Phys. Rev. 83, 709 (1951).
68. A. H. Cottrell, A. T. Churchman, Iron and Steel Inst. 162, 271 (1949).
69. J. S. Kochler, Phys. Rev. 60, 397 (1941).
70. G. K. Williamson, R. E. Smallman, Phil. Mag. 1, 34 (1956).
71. L. M. Clarebrough, M. E. Hargreaves, G. W. West, Proc. Roy. Soc. A232, 252 (1955).
72. Н. Я. Дехтяр, УФН 62, 99 (1957).
73. N. F. Mott, Proceedings of the Intern. Conf. of theoretical Physics. Kyoto—Tokyo, 365 (1953).
74. N. F. Mott, Nature 175, 365 (1955).
75. L. M. Clarebrough, M. E. Hargreaves, G. W. West, Phil. Mag. 1, 528 (1956).
76. J. Broom, Adv. in Phys. 3, 27 (1954).
77. A. N. Stroh, Phil. Mag. 2, 1 (1957).
78. N. F. Mott, Phil. Mag. 43, 1151 (1952).
79. N. F. Mott, J. Iron. Steel Inst. 183, 233 (1956); перевод в «Проблемах современной металлургии» I, 108 (1957).
80. N. F. Mott, Proc. Roy. Soc. A220, 1 (1953).
81. N. F. Mott, J. Phys. Soc. Jap. 10, 650 (1955).
82. Я. И. Френкель, Введение в теорию металлов, Гостехиздат, 1943.
83. A. N. Stroh, Proc. Roy. Soc. A218, 391 (1953).
84. A. N. Stroh, Proc. Roy. Soc. A223, 404 (1954).
85. A. N. Stroh, Proc. Roy. Soc. A232, 548 (1955).
86. A. N. Stroh, Phil. Mag. 46, 968 (1956).
87. I. F. Nye, Proc. Roy. Soc. A200, 47 (1949).
88. P. A. Jacquet, Acta Met. 2, 752 (1954).
89. F. L. Vogel, J. Appl. Phys. 27, 1413 (1956).
90. A. H. A. Meleka, Phil. Mag. 1, 703 (1956).
91. M. J. Fraser, D. Caplan, A. A. Burr, Acta. Met. 4, 186 (1956).
92. В. Л. Инденбом, Г. Е. Томиловский, Крист. 2, 190 (1957).
93. W. L. Bond, J. Andrus Phys. Rev. 101, 1211 (1956).
94. I. F. Nye, Proc. Roy. Soc. A198, 190 (1949).
95. I. D. Eshelby, F. C. Frank, F. R. N. Nabarro Phil. Mag. 42, 351 (1951).
96. C. Zener, Phys. Rev. 69, 128 (1946).
97. G. J. Taylor, Proc. Roy. Soc. A145, 362 (1934).
98. Г. Т. Рид, Дислокации в кристаллах, Металлургиздат, 1957 (перевод с англ.).
99. M. Straumanis, Zeits. Krist. 83, 29 (1932).
100. W. Boas, E. Schmid, Zeits. f. Phys. 57, 575 (1929).
101. A. Cottrell, V. Aytckin, J. Inst. Met. 77, 379 (1950).
102. R. S. Davis, R. L. Fleischer, I. D. Livingston, B. Chalmers, J. Met. 9, 136 (1957).
103. F. C. Frank, Phil. Mag. 42, 809 (1951).
104. F. R. N. Nabarro Rep. Conf. on Strength of Solids Phys. Soc., London, 1948.
105. F. Seitz, Phys. Rev. 79, 723, 890, 1002 (1950).
106. Г. В. Курдюмов, ЖТФ 24, 1254 (1954).
107. A. N. Cottrell, B. A. Bilby, Proc. Phys. Soc. A62, 49 (1949).
108. И. А. Ребиндер, В. И. Лихтман, Л. А. Кочанова, ДАН 111, 1278 (1956).
109. В. И. Рожанский, Н. В. Перцов, Е. Д. Щукин, И. А. Ребиндер, ДАН 116, 769 (1957).
110. И. А. Ребиндер, Изв. АН СССР, отд. матем. и естеств. наук, 639, 1936.

111. П. А. Ребиндер, Л. А. Шрейнер, К. Ф. Жигач, Понижители твердости в бурении, АН СССР, 1944.
 112. Л. А. Шрейнер, Твердость хрупких тел, АН СССР, 1949.
 113. В. Н. Рожанский, ЖТФ 19, 1056 (1949).
 114. П. А. Ребиндер, Доклады на 6 съезде русских физиков, 1928.
 115. В. И. Лихтман, П. А. Ребиндер, Г. В. Карпенко, Влияние поверхностно-активной среды на процессы деформации металлов, АН СССР, 1954.
 116. A. Pfützeneuter, G. Masing, Zeits. Met. 42, 361 (1951).
 117. W. Klinkenberg, K. Züscke, G. Masing, Zeits. Met. 44, 362 (1953).
 118. В. Н. Рожанский, Т. А. Амфитеатрова, П. А. Ребиндер, ДАН 76, 697 (1951).
 119. В. Н. Рожанский, П. А. Ребиндер, ДАН 91, 129 (1953).
 120. П. А. Ребиндер, Е. К. Венстрем, ЖФХ 19, 1 (1945).
 121. Е. К. Венстрем, П. А. Ребиндер, ДАН 68, 329 (1949).
 122. Е. К. Венстрем, П. А. Ребиндер, ЖФХ 26, 1847 (1952).
 123. E. N. Andrade, R. F. Randall, M. Makin, Proc. Phys. Soc. B63, 990 (1950).
 124. В. Н. Рожанский, Ю. В. Горюнов, Н. В. Декартова, ЖФХ 31, 882 (1957).
 125. В. И. Лихтман, В. С. Островский, ДАН 93, 105 (1953).
 126. В. С. Островский, В. И. Лихтман, ДАН 96, 319 (1954).
 127. С. Т. Кишкин, В. В. Николенко, С. И. Ратнер, ЖТФ 24, 1455 (1954).
 128. С. Т. Кишкин, ДАН 95, 789 (1954).
 129. Я. М. Потак, И. М. Щеглаков, ЖТФ 25, 897 (1955).
 130. М. Хансен, Структуры бинарных сплавов, М.—Л., 1941 (перевод с нем.).
 131. С. Т. Кишкин, В. В. Николенко, С. Т. Ратнер, Прочность металлов в контакте с расплавленными припоями, Оборонгиз, 1954.
 132. С. Т. Кишкин, В. В. Николенко, ДАН 110, 1018 (1956).
 133. Я. М. Потак, Хрупкое разрушение стали и стальных деталей, Оборонгиз, 1955.
 134. L. J. G. Ewijk, J. Inst. Met. 56, 241 (1935).
 135. C. S. Smith, Trans. Am. Inst. Min. Met. Eng. 175, 15 (1948).
 136. R. Eborall, P. Gregory, J. Inst. Met. 84, 88 (1955).
 137. M. J. Petch, Phil. Mag. 1, 331 (1956).
 138. N. J. Petch, J. Iron. Steel. 173, 25 (1953).
 139. J. Heslop, N. J. Petch, Phil. Mag. 2, 649 (1957).
 140. Е. Д. Шукин, ДАН, 1958 (в печати).
 141. Ю. В. Горюнов, В. Н. Рожанский, П. А. Ребиндер, ДАН 105, 448 (1955).
 142. M. J. Dumbleton, B. W. Howlett, Proc. Phys. Soc. B65, 882 (1952).
 143. H. L. Wain, Proc. Phys. Soc. B65, 886 (1952).
 144. M. J. Dumbleton, Proc. Phys. Soc. B67, 98 (1954).
 145. Р. И. Гарбер, В. С. Коган, Л. М. Поляков, ФММ 4, 89 (1957).
 146. В. М. Голубков, В. А. Ильина, В. К. Крицкая, Г. В. Курдюмов, М. Д. Перкас, ФММ 5, 465 (1957).
 147. J. J. Gilman, W. G. Johnston, Dislocations and mechanical properties of crystals. New York, 116 (1957).
-