

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**ТЕОРИЯ ЗАЦЕПЛЕНИЙ В КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЁТКЕ *)****А. Х. Коттрель**

Теоретическое рассмотрение пластической деформации металлов может быть проведено двумя различными путями. Один из них¹ состоит в построении феноменологической теории пластичности на основе опытных законов, идеализирующих наблюдаемые пластические свойства металлов. Эти законы формулируются математически и затем делаются попытки решения получающихся уравнений, позволяющих при различных условиях анализировать поведение металлов в таких сложных процессах деформации, как прессовка, прокатка и др. Второй путь, приближающий нас к решению рассматриваемых здесь проблем, имеет целью создание теории механизма атомных движений, сопровождающих пластическую деформацию. Несмотря на то, что эта молекулярная теория пластичности находится ещё на ранней стадии своего развития, уже стало очевидным, что особый вид дефекта кристаллической решётки, именуемый зацеплением**), представляет собой важное звено, связывающее атомную структуру металлов с их кристаллографическими пластическими свойствами (за исключением некоторых случаев некристаллической пластичности, таких, как квазивязкая текучесть вдоль границ зёрен). Тейлор², Орован³ и Полани⁴ почти одновременно в 1934 г. высказали мысль, что пластическое скольжение является следствием прохождения зацеплений через кристалл. Ещё раньше Прандтль⁵ и Делинджер⁶ ввели понятие о зацеплении в теорию механического гистерезиса и роста кристаллов.

*) Progress in Metal Physics, Editor B. Chalmers, 1949 г., стр. 77. А. Х. Коттрель, The Theory of Dislocations. Перевод с английского Г. А. Гольдера, под редакцией проф. Г. С. Жданова.

**) От редактора перевода. В оригинале статья Коттреля называется «Теория дислокаций». Термин «dislocation», переводимый иногда как «смещение», а в большинстве случаев просто как «дислокация», берёт своё начало из теории упругости. В теории упругости рассматривается случай упругого цилиндра с разрезом и смещением частей цилиндра вдоль плоскости разреза (рис. 7). Применение термина «смещение» в данном случае, повидимому, вполне оправдано. В этой модели не

ТИПЫ ЗАЦЕПЛЕНИЙ

Представление о зацеплении является естественным следствием кристаллографической природы пластической текучести. Наблюдение линий скольжения в напряжённых металлах, выявляющих важнейшие кристаллические плоскости^{7,8}, доказательство того, что наблюдаемые пластические деформации могут быть разложены на элементарные сдвиги вдоль этих плоскостей⁹ и что пластическое течение определяется напряжением сдвига, действующим на этих плоскостях¹⁰, — всё это с наглядностью показало, что течение происходит в результате скольжения некоторых атомных плоскостей (плоскости скольжения или сдвига) друг относительно друга. Более того, структура в плоскостях скольжения остаётся кристаллической в процессе течения, так как скольжение происходит в направлении плотнейшей упаковки атомов в плоскостях скольжения, а не в направлении максимума напряжения сдвига. Приняв описанную выше картину за исходную, рассмотрим плоскость *A* атомов, скользящих в некотором кристаллографическом направлении по смежной плоскости *B*. Вследствие того, что атомы в кристалле закреплены не жёстко, а лишь упруго связаны друг с другом, и так как тепловые колебания и другие источники искажений в решётке могут вызвать неравномерное распределение сил по плоскости скольжения, различные участки плоскости *A* могут в какой-либо момент скользить по плоскости *B* по-разному. Зацеплениями являются границы между этими различными участками плоскости скольжения. Существование дискретной атомной структуры в плоскости скольжения ограничивает разницу в величинах сдвига между соседними участками длиной межатомного расстояния или, в некоторых решётках, небольшой долей этого расстояния. Мы называем разницу в величине сдвига вдоль границы мерой зацепления, образующего эту границу. Вторым следствием дискретности атомной структуры является то, что все зацепления сводятся к немногим стандартным типам, имеющим вполне выраженные формы.

отражены силы, удерживающие упруго смещённые части цилиндра в положениях относительного смещения. Предполагается наличие либо внешних сил, уравнивающих внутренние упругие силы в деформированном цилиндре, либо наличие «клея» или «сцепления» в плоскости разреза, удерживающего смещённые части цилиндра. Модель разрезанного цилиндра (теория упругости непрерывной среды) часто рассматривается как аналог особого вида искажений, возникающих в кристаллической решётке при пластической деформации. Эти остаточные искажения, первоначальное представление о которых можно получить из рассмотрения расположения пузырьков в мыльной или масляной пене (фотографии I и II), обладают известной стабильностью и в отличие от разрезанного упругого цилиндра уравниваются силами внутри кристаллической решётки. К такого типа искажениям кристаллической решётки, возникающим при пластической деформации и, возможно, при росте кристаллов, и относится термин «зацепление».

К первому типу принадлежит описанное Тейлором линейное зацепление, показанное на рис. 1. Здесь плоскость сдвига $ABCD$ разделена линией зацепления EF на область, в которой произошло скольжение ($ABEF$), и на область без скольжения ($FECD$). Направление сдвига $A'F'$ перпендикулярно линии зацепления EF . Атомная структура в линейном зацеплении показана на рис. 2, изображающем сечение, перпендикулярное к линии EF (рис. 1).

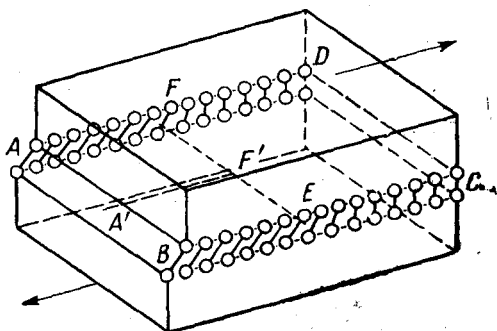


Рис. 1. Линейное зацепление.

Мы видим, что атомы в верхнем полупространстве кристалла P сжаты вдоль направления сдвига, а атомы в нижнем полупространстве Q растянуты. Может также существовать зацепление, обратное показанному на этой схеме, т. е. зацепление, в котором верхнее полупространство кристалла расширено, а нижнее сжато. Соответственно этому, зацепления типа рис. 1 называются положительными, обратные им — отрицательными. Так как путём переворачивания схемы

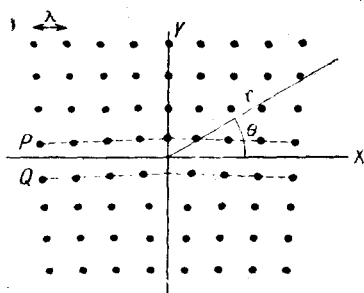


Рис. 2. Структура линейного зацепления.

(кристалла) положительная дислокация может быть превращена в отрицательную и наоборот, их различие было бы несущественным, если бы не то важное обстоятельство, что силы, действующие между зацеплениями, зависят от того, имеют ли зацепления одинаковый знак или различный.

Вторым основным типом зацепления является винтовое зацепление (рис. 3), представление о котором было введено Бургерсом^{11, 12}. На рис. 3 часть $ABEF$ плоскости скольжения сдвинута

в направлении EF , в то время как оставшаяся часть $FECD$ неподвижна, граница EF образует винтовое зацепление. Необходимо отметить, что, в отличие от предыдущего, линия винтового зацепления лежит в направлении сдвига. В обоих случаях дальнейший сдвиг вызывается смещением области зацепления EF по направлению к CD , т. е. область сдвига $ABEF$ растёт за счёт недеформированной области $FECD$. Однако зацепления отличаются

ориентировкой направления их движения относительно направления сдвига. Атомное расположение в винтовом зацеплении показано на рис. 4, представляющем вид в плане части атомных плоскостей, скользящих одна над другой; на этой схеме сплошные линии и чёрные кружки изображают атомы в верхней плоскости, пунктирные линии и светлые кружки — атомы в нижней плоскости. Как и в случае линейных зацеплений, могут существовать винтовые зацепления противоположных знаков, взаимно обратные.

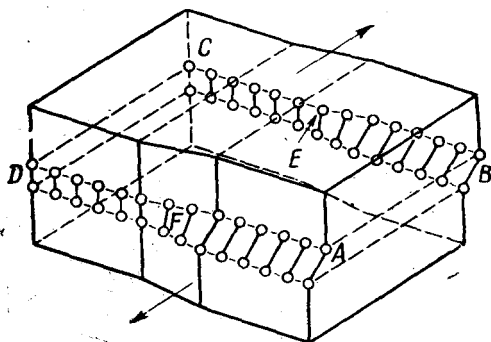


Рис. 3. Винтовое зацепление.

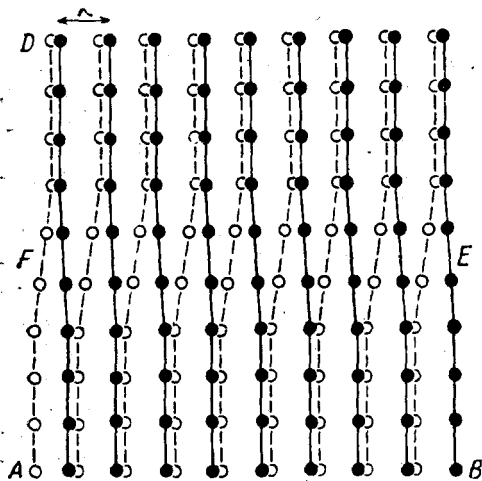


Рис. 4. Структура винтового зацепления.

разрезков, или оканчиваться у поверхности кристалла. Это станет ясным из описания картины зацепления, оканчивающегося внутри кристалла. Предположим, например, что линейное зацепление рис. 1 распространяется только от точки E до F' ; это означает, что область сдвига плоскости скольжения есть только $A'B'EF'$, а не $ABEF$. Но благодаря этому линия $A'F'$ неизбежно будет винтовым зацеплением. Следовательно, мы не можем закон-

чить. Линейное и винтовое зацепления представляют собой линейные разрывы, однако легко осуществить зацепления произвольной нелинейной формы путём совместного соединения отрезков линейного и винтового зацеплений, как показано на рис. 5. Вероятно, в реальных кристаллах зацепления принадлежат к такому сложному типу. Бургерс^{11, 12} отметил, что линии зацеплений не могут заканчиваться в какой-нибудь точке внутри кристалла; они должны или образовывать замкнутые цепочки, состоящие из линейных и винтовых от-

резков, или оканчиваться у поверхности кристалла. Это станет ясным из описания картины зацепления, оканчивающегося внутри кристалла. Предположим, например, что линейное зацепление рис. 1 распространяется только от точки E до F' ; это означает, что область сдвига плоскости скольжения есть только $A'B'EF'$, а не $ABEF$. Но благодаря этому линия $A'F'$ неизбежно будет винтовым зацеплением. Следовательно, мы не можем закон-

чить линейное зацепление внутри кристалла без возникновения винтового зацепления, и наоборот.

Металлы, в действительности, не обладают простой кубической решёткой, какой мы здесь пользовались, и в решётках металлов значительно труднее представить структуру зацеплений. Однако многие важные свойства зацеплений зависят от распределения напряжений в районе зацепления на расстояниях от его центра, больших по сравнению с λ ; в упруго изотропной среде распределение напряжения на таких расстояниях зависит только от размера смещения, а не от деталей формы её центра. В реальном кристалле мера зацепления может быть найдена путём определения расстояния в направлении скольжения между соседними положениями равновесия атомов, лежащих в плоскости скольжения.

Хотя зацепления слишком малы для непосредственного их наблюдения, как, например, в металлах, однако могут быть приведены косвенные доказательства их существования. Интересно отметить, что в двумерных «кристаллах» из пузырьков, изученных Бреггом и Найе¹⁸, пластический сдвиг происходит в результате прохождения зацепления вдоль направлений плотнейшей упаковки. Фотография I (см. вклейку) показывает пример зацепления в скоплении мыльных пузырьков.

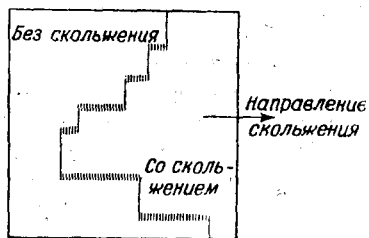


Рис. 5. Сложное зацепление, образованное участками линейного и винтового зацеплений.
— линейное зацепление.
||||| — винтовое зацепление.

ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА ЗАЦЕПЛЕНИЙ

Основными свойствами зацеплений являются их подвижность вдоль плоскости скольжения и, как результат этого движения, относительное смещение частей кристалла, расположенных по разные стороны плоскости скольжения, в направлении скольжения. Эти свойства объясняют важное значение зацеплений в теории пластичности и резко отличают зацепления от других видов дефектов решётки. Так, например, хотя пустующее место атома является подвижным дефектом, этот дефект решётки в процессе его перемещения внутри кристалла не вызывает внешнего изменения формы последнего. Легко, качественно, показать, что зацепление наиболее подвижно в плоскости скольжения. На рис. 6 чёрные кружки изображают конфигурацию зацепления, центр которого первоначально находился на линии AA' . Если атомы в верхнем слое двигаются в направлении стрелки к положениям,

отмеченным белыми кружками, то зацепление продвигается на одно межатомное расстояние от AA' до BB' . Каждый атом верхнего слоя притягивается атомами нижнего слоя к ближайшему узлу, расположенному по вертикали над атомом нижнего слоя. В результате этого, когда происходит движение атомов, перемещающих зацепление из AA' к BB' , атомы, расположенные слева от AA' , двигаются под действием сил притяжения нижней плоскости, а атомы, расположенные справа, двигаются против этих сил. В первом приближении эти силы уравниваются, поэтому для движения зацепления достаточно ничтожно малая внешняя сила. В более высоком приближении уравнивания не происходит и для движения зацепления необходима малая сила; трудная проблема расчёта этой силы будет обсуждаться ниже.

Если на плоскости скольжения в кристалле действует внешнее напряжение сдвига в направлении скольжения, то возникает сила,

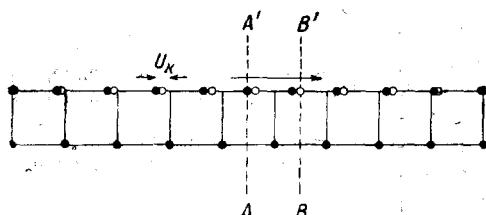


Рис. 6. Движение зацепления.

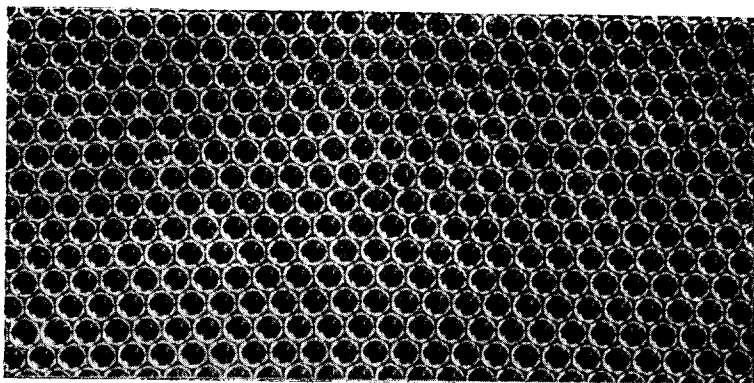
стремящаяся переместить зацепление в таком направлении, чтобы это привело к уменьшению напряжений в кристалле. Эту силу легко подсчитать методом, предложенным Моттом и Набарро¹⁴. Рассмотрим кристалл (рис. 1 или 3) в форме куба с длиной ребра

L , находящийся под напряжением сдвига σ , действующим на верхнюю и нижнюю грани в направлении скольжения. Внешние силы равны σL^2 . Если зацепление пройдет через весь кристалл, то обе половины кристалла сместятся на расстояние λ друг относительно друга; при этом внешние силы совершат работу, равную $\lambda \sigma L^2$. Если F — сила, приходящаяся на единицу длины зацепления, то полная сила равна FL и работа, производимая этой силой при перемещении зацепления через кристалл, будет $FL\lambda$. Из равенства этих работ получаем силу, действующую на зацепление,

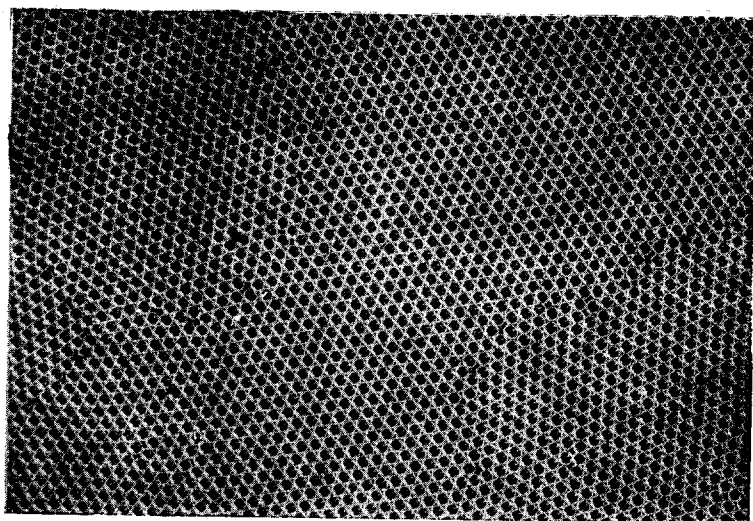
$$F = \lambda \sigma. \quad (1)$$

Легко найти смещение половин кристалла и сдвиг, обусловленный движением зацепления. Рассмотрим кристалл шириной L_1 в направлении скольжения и толщиной L_2 перпендикулярно к плоскостям скольжения. При движении зацепления линейного типа через весь кристалл возникает смещение λ . При движении на расстояние l соответствующее смещение будет $\frac{\lambda l}{L_1}$ и средняя деформация сдвига кристалла

$$\gamma = \frac{\lambda l}{L_1 L_2}. \quad (2)$$

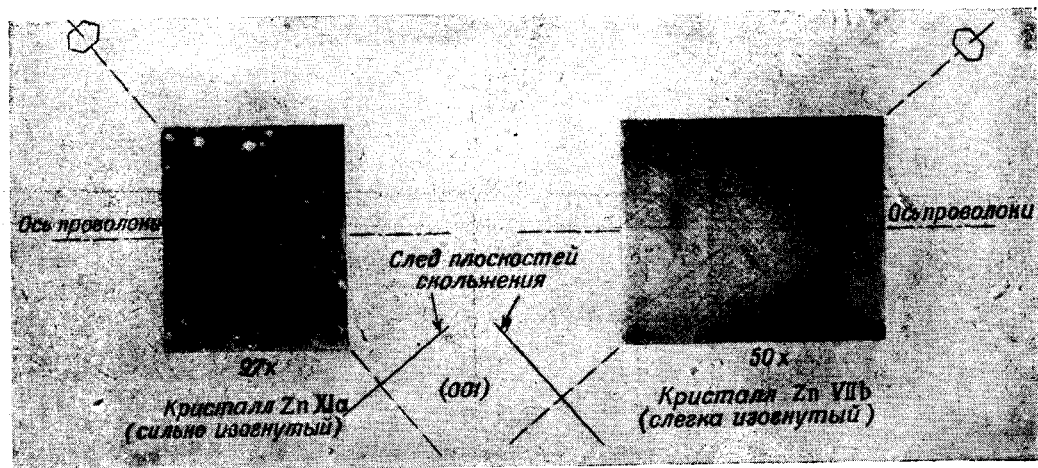


I. Зацепление в двумерном скоплении пузырьков.



II. Переходные границы между «кристаллами» в скоплении пузырьков.

К статье А. Х. Коттреля.



III. Границы, обнаруживаемые на полированных и протравленных кристаллах цинка в положениях ожидаемых переходных поверхностей. Плоскость изгиба и гексагональная ось лежат в плоскости чертежа.

Подобным образом, если скорость движения зацепления $v = \frac{dl}{dt}$, то скорость сдвига кристалла равна

$$\frac{d\gamma}{dt} = \frac{v\lambda}{L_1 L_2}. \quad (3)$$

Во многих проблемах мы имеем дело с кристаллами, содержащими большое количество зацеплений, поэтому удобно ввести величину ρ — плотность зацеплений, как число зацеплений, приходящихся на единицу площади плоскости, перпендикулярной к этим линиям. Следовательно, в данном случае число зацеплений будет $\rho L_1 L_2$. Если каждое из них перемещается в среднем на расстояние l , то деформация сдвига

$$\gamma = \rho l \lambda, \quad (4)$$

и если средняя скорость v , то скорость сдвига равна

$$\frac{d\gamma}{dt} = \rho v \lambda. \quad (5)$$

НАПРЯЖЕНИЯ ВОКРУГ ЗАЦЕПЛЕНИЯ

Каждое зацепление является центром внутренних напряжений в кристалле. Так, в случае линейного зацепления (см. рис. 2) нижний полукристалл действует на границу раздела верхней половины, сжимая её, а верхний полукристалл подобным образом растягивает нижнюю половину. Тейлор² показал, что эти напряжения можно определить, если рассматривать зацепление как некоторый разрыв непрерывности, который уже был проанализирован в классической теории упругости Таймпом, Вольтерра и другими^{15, 16, 17}. В этих работах рассматривалось изотропное*) упругое тело цилиндрической формы, как показано на рис. 7. Зацепление образуется путём радиального сечения OA при смещении поверхностей сечения друг относительно друга на расстояние λ и обратным их соединением вместе; таким образом, точки P и P' , первоначально лежащие друг против друга в плоскости AB , испытывают относительное смещение λ в радиальном направлении. В непрерывной среде напряжения в центре становятся бесконечными, и поэтому необходимо представить, что внутри цилиндра просверлена цилиндрическая полость H с радиусом

*) Здесь не рассматривается влияние упругой анизотропии на напряжения вокруг зацепления. Этот вопрос до сих пор не изучен настолько, насколько он этого заслуживает, но имеются некоторые указания^{11, 16}, что анизотропия незначительно меняет формулы напряжений.

порядка λ . Предполагается, что как внутренняя, так и внешняя поверхности среды свободны от натяжений и что внешний радиус цилиндра бесконечен. Напряжения, обусловленные наличием зацепления, могут быть тогда определены^{11, 19, 20} для точек, находящихся не слишком близко к центру, рассматривая задачу как плоскую, т. е. в предположении, что зацепление направлено вдоль оси z и что смещения в этом направлении равны нулю.

Тогда нормальные компоненты напряжений:

$$\begin{aligned}\sigma_{xx} &= -\frac{G\lambda}{2\pi(1-\nu)} y \frac{3x^2 + y^2}{(x^2 + y^2)^2}, \\ \sigma_{yy} &= \frac{G\lambda}{2\pi(1-\nu)} y \frac{x^2 - y^2}{(x^2 + y^2)^2}, \\ \sigma_{zz} &= \nu(\sigma_{xx} + \sigma_{yy}),\end{aligned}\quad (6)$$

а напряжения сдвига:

$$\begin{aligned}\sigma_{xy} = \sigma_{yz} &= \frac{G\lambda}{2\pi(1-\nu)} x \frac{x^2 - y^2}{(x^2 + y^2)^2}, \\ \sigma_{yz} = \sigma_{zy} = \sigma_{xz} = \sigma_{zx} &= 0.\end{aligned}$$

Эти формулы относятся как к рис. 2, так и к рис. 7; G — модуль сдвига материала, ν — коэффициент Пуассона и λ — мера зацепления. Анализ для винтового зацепления был дан Бургерсом¹¹.

Как видно из уравнений (6), напряжения обратно пропорциональны расстоянию от зацепления, они равны нулю в бесконечности и равны бесконечности в центре. Однако область около центра, которую необходимо исключить из-за того, что напряжения становятся слишком большими для применения теории упругости, очень мала. Так Келер¹⁹ исключает цилиндрическую полость радиуса r_0 , определяемого из условия, что максимальная деформация на поверхности полости не должна превосходить 0,1,

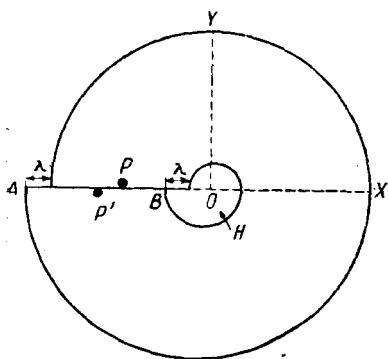


Рис. 7. Упругий цилиндр с зацеплением.

и находит, что r_0 достигает только $6 \text{ \AA}$ для зацепления с мерой $\lambda = 2,5 \text{ \AA}$. Неопределённость напряжений в центре при $r_0 = 0$ связана с предположением о непрерывности среды и, конечно, отсутствует для зацепления в атомной решётке. Напряжения,

которые являются непрерывными функциями координат, могут представлять действительное состояние в дискретной структуре лишь тогда, когда они медленно меняются в кристалле на расстояниях порядка межатомных расстояний. Вблизи центра непрерывная функция напряжения теряет свой смысл и поэтому здесь необходимо рассматривать смещения отдельных атомов. Атомные смещения в центре зацепления являются конечными, и бессмысленно говорить об изменении напряжения внутри области, ограниченной этими атомами. Набарро¹⁸, следуя методу Пайерльса²¹, учёл атомную структуру на плоскости скольжения и развил более полную теорию, позволившую проанализировать структуру сердцевин зацепления. В этой теории рассматривается равновесие атомов в плоскости P (см. рис. 2). Эти атомы находятся под действием сил со стороны атомов верхней половины кристалла, стремящихся распространить сжатие равномерно вдоль направления скольжения, в то же время они удерживаются силами, исходящими от атомов нижней половины кристалла, в частности атомов, лежащих в плоскости Q .

Равновесие достигается при равенстве этих сил. Атомная структура среды учитывается путём изображения сил, вызываемых атомами плоскости Q , в виде периодической функции положения с периодом λ . Тогда неопределённость в напряжениях в центре исчезает, так как множитель $(x^2 + y^2)^2$ в знаменателях уравнений (6) заменяется выражением $\{x^2 + (y \pm \Gamma)^2\}^2$, где положительный знак принят для верхней ($y > 0$), а отрицательный ($y < 0$) для нижней половины кристалла и $\Gamma = \lambda/2(1 - \nu)^*$.

Напряжения, вызванные зацеплением в бесконечности, убывают как $\frac{1}{r}$, где r — расстояние от центра; однако некоторые свойства, которые связаны с интегрированием по полю напряжения, расходятся по логарифмическому закону. Так, рассмотрим энергию напряжения, связанную с полем зацепления. Энергия деформации в элементе объёма определяется произведением из напряжения и деформации в этом объёме, и так как деформация пропорциональна напряжению, то энергия должна убывать как $\frac{1}{r^2}$. Интегрируя в полярных координатах по всему полю, получаем:

$$\int_0^{2\pi} \int_{r_0}^{\infty} \frac{1}{r^2} r dr d\theta,$$

*) Это выражение несколько отличается от выражения, приведённого в статье Набарро.

что даёт полную энергию деформации в виде члена $\lg \left(\frac{r_\infty}{r_0} \right)$, где r_∞ и r_0 — радиусы внешней и внутренней границ среды. С помощью расчётов такого рода Келер¹⁹ получил выражение «собственной энергии» W_s на единицу длины зацепления (исключая энергию наиболее напряжённой области внутри r_0) в виде

$$W_s = \frac{G\lambda^2}{4\pi(1-\nu)} \lg \frac{r_\infty}{r_0}. \quad (7)$$

Мы видим, что единичное зацепление в неограниченном кристалле может иметь бесконечную энергию деформации. С другой стороны, в реальном кристалле разумно предположить, что радиус действия единичного зацепления ограничен благодаря присутствию других нарушений, и это действительно имеет место для пары зацеплений противоположного знака.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЗАЦЕПЛЕНИЙ

Энергия деформации пары зацеплений в среде не равна простой сумме их собственных энергий, даже если предположить, что напряжение в любой точке является суммой накладывающихся напряжений, вызванных действием каждого отдельного зацепления. Если σ_1 и σ_2 — напряжения, то энергия деформации имеет вид

$$(\tau_1 + \tau_2)^2 = \sigma_1^2 + \sigma_2^2 + 2\tau_1\sigma_2.$$

Интегрирование первых двух членов даёт значение двух собственных энергий, но произведение $2\tau_1\sigma_2$ даёт новую энергию, зависящую от положений зацеплений относительно друг друга. Этот член представляет собой энергию взаимодействия зацеплений и обусловлен силами, действующими между ними. Энергию и силы можно найти¹⁹ интегрированием деформации по всему полю (исключая цилиндрическую полость радиуса r_0 вокруг каждого зацепления), однако это интегрирование затруднительно. Энергия взаимодействия может быть получена более простым методом: из рассмотрения работы, совершаемой против сил, связанных с существующим нарушением при образовании второго нарушения²².

Рассмотрим на рис. 8 положительное линейное зацепление около начала координат среды и предположим, что в точке x_0y_0 вводится параллельное ему, положительное или отрицательное зацепление. Для удобства расчёта это второе зацепление можно рассматривать как образованное сечением, параллельным плоскости YZ , простирающимся от $y=y_0$ до $y=+\infty$, в которое вставляется дополнительная половина плоскости атомов (положи-

тельное зацепление) или удаляется половина плоскости (отрицательное зацепление). При этом границы области сечения смещаются в направлении оси X и тогда, благодаря наличию поля напряжений первого зацепления, компонента X силы совершает работу. Работа совершается также против нормального упругого сопротивления среды, но это составляет собственную энергию второго зацепления, которая нас здесь не интересует. Очевидно, энергия взаимодействия появляется в результате работы, совершаемой силами первого зацепления, и мы можем приступить с её подсчёту. Работа на единицу толщины в направлении x , совершаемая силами, действующими на элемент площади dy , при образовании отрицательного зацепления, приблизительно равна $-\sigma_{xx}\lambda dy$ и связанное с этим изменение энергии системы будет $\sigma_{xx}\lambda dy$. Следовательно, энергия взаимодействия V из уравнений (6) есть

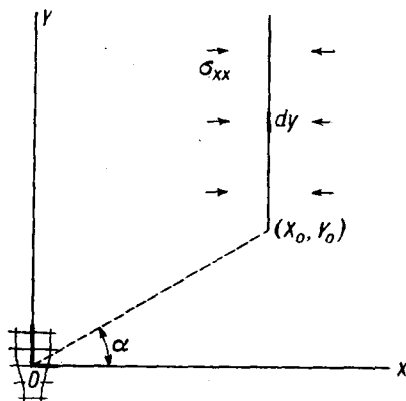


Рис. 8. Работа, совершаемая при введении второго зацепления в поле уже существующего зацепления.

$$\begin{aligned} \int_{y_0}^{y_{\infty}} \lambda \sigma_{xx} dy &= -\frac{G\lambda^2}{2\pi(1-\nu)} \int_{y_0}^{y_{\infty}} \frac{3x_0^2 y + y^3}{(x_0^2 + y^2)^2} dy = \\ &= -\frac{G\lambda^2}{2\pi(1-\nu)} \left[\lg(x_0^2 + y^2)^{\frac{1}{2}} - \frac{x_0^2}{x_0^2 + y^2} \right]_{y_0}^{y_{\infty}}. \end{aligned}$$

Если обозначить

$$R^2 = x_0^2 + y_0^2, \quad \cos \alpha = x_0/R$$

и положить

$$y_{\infty} \rightarrow \infty \text{ и } (x_0^2 + y_{\infty}^2) \rightarrow r_{\infty}^2,$$

то

$$V = \frac{G\lambda^2}{2\pi(1-\nu)} (\lg r_{\infty} - \lg R + \cos^2 \alpha), \quad (8)$$

тогда получим радиальную силу F_R и тангенциальную силу F_α в виде

$$\left. \begin{aligned} F_R &= -\frac{\partial V}{\partial R} = -\frac{G\lambda^2}{2\pi(1-\nu)} \frac{1}{R}, \\ F_\alpha &= -\frac{\partial V}{R\partial\alpha} = -\frac{G\lambda^2}{2\pi(1-\nu)} \frac{\sin 2\alpha}{R}. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Следовательно, зацепления противоположных знаков притягивают друг друга с силой, изменяющейся обратно пропорционально расстоянию между ними. Для зацеплений одинакового знака в вышеприведённых выражениях знаки меняются на обратные и зацепления отталкиваются. Если прибавить собственные энергии (уравнение (7)) к энергии взаимодействия, то получим полную энергию деформации пары зацеплений вблизи центра большого цилиндрического кристалла радиуса r_∞ . Для зацеплений противоположного знака получим:

$$2W_s + V = \frac{G\lambda^2}{2\pi(1-\nu)} \left(\lg \frac{R}{r_0} - \cos^2\alpha \right). \quad (10)$$

Член $\lg r_\infty$ не присутствует более в выражении для энергии, так что пара зацеплений противоположного знака имеет конечное значение энергии деформации.

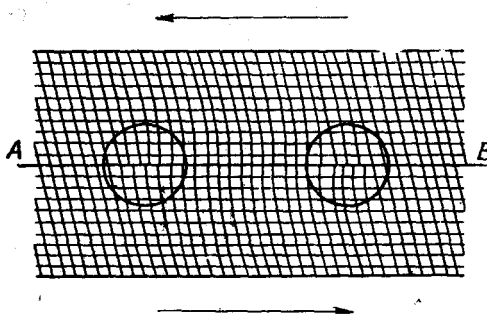


Рис. 9. Зацепления противоположных знаков в одной и той же плоскости скольжения (по Оровану).

Этот результат приводит к заключению, что на очень больших расстояниях от пары зацеплений накладываются напряжения σ_1 и σ_2 взаимно уничтожаются и материал остаётся напряжённым. Энергия деформации, таким образом, локализована в области, смежной с зацеплениями.

Специальный случай зацеплений противоположного знака в одной

и той же плоскости скольжения (рис. 9) важен для рассмотрения слияния и взаимного уничтожения зацеплений противоположного знака, а также возможности образования зацеплений парами в плоскости скольжения кристалла при местном сдвиге под действием напряжения сдвига. Для таких зацеплений отсутствует тангенциальная сила, и силой, действующей между ними в плоскости скольжения является F_R , определяемая уравнением (9).

Таблица I

Сила между зацеплениями противоположного знака в одной
и той же плоскости скольжения

Расстояние между зацепле- ниями, <i>см</i>	10^{-7}	10^{-5}	10^{-3}
Сила <i>F</i> между зацеплениями на ед. дл. дин/см^{-1}	600	6	0,06
Эквивалентное напряжение сдвига $\sigma = F/\lambda$, г мм^{-2}	$2,5 \cdot 10^5$	$2,5 \cdot 10^3$	25

Данные табл. I получены при $G = 4 \cdot 10^{11} \text{ дин/см}^{-2}$, $\nu = 0,34$ и $\lambda = 2,5 \cdot 10^{-8} \text{ см}$. Эти значения соответствуют меди. Приведённое здесь эквивалентное напряжение сдвига — это такое напряжение, которое, будучи приложено к кристаллу, вызывает силу, действующую на зацепление, равную силе, порождаемой другим зацеплением. Это эквивалентное напряжение подсчитывается по формуле (1). Мы видим, что в отсутствии других напряжений в кристалле зацепления сближаются под действием сил притяжения и взаимно уничтожаются при условии, что они находятся на достаточно близких расстояниях, чтобы превзойти силу, удерживающую их в положениях равновесия между слоями решётки, о чём будет речь в следующем параграфе. Эти силы притяжения могут быть уравновешены внешним напряжением сдвига, действующим в таком направлении, что зацепления расходятся; это напряжение равно и противоположно эквивалентному напряжению сдвига, приведённому в табл. I. Важно отметить, что равновесие является неустойчивым. Если, например, приложенное напряжение порядка $2,5 \cdot 10^3 \text{ г мм}^{-2}$, зацепления сближаются, при условии, что они находятся на расстоянии не более 10^{-5} см , и расходятся на больших расстояниях.

Для создания в кристалле под действием внешнего напряжения сдвига σ пар зацеплений им следует сообщить энергию активации, достаточную для удаления их, по крайней мере на критическое расстояние, соответствующее неустойчивому равновесию, в противном случае внешнее напряжение не способно удерживать их на расстоянии. Так как критическое расстояние зависит от значения приложенного напряжения, то, очевидно, и энергия активации также зависит от этой же величины. Энергия активации не может быть представлена только одним уравнением (10), так как удаление зацеплений на расстояние R вызывает смещения половин кристалла и при этом совершается работа внешними силами. Эту работу нужно вычесть из уравнения (10). Если рассмотрим кристалл единичной толщины в направлении Z и ширины L вдоль плоскости скольжения, образование пары зацепле-

ний и их удаление на расстояние R вызывают смещение $\frac{R\lambda}{L}$ и совершенная работа равна $\sigma L \cdot R\lambda/L = \sigma R\lambda$. Так как при равновесии $\sigma = -F_R/\lambda$, то работа, совершенная внешними силами, равна $\frac{G\lambda^2}{2\pi(1-\nu)}$ и, следовательно, вычитая её из уравнения (10), получим энергию активации на единицу толщины:

$$W = -\frac{G\lambda^2}{2\pi(1-\nu)} \left(\lg \frac{R}{r_0} - 2 \right). \quad (11)$$

Пользуясь прежними числовыми значениями и приняв $r_0 = 6 \cdot 10^{-8}$ см, получаем результаты, приведённые в табл. II.

Таблица II

Энергия активации для образования пары зацеплений
при местном скользянии

Приложенное напряжение σ (в г мм^{-2})	25 000	2500	250	25
Критическое расстояние R (см) . . .	10^{-6}	10^{-5}	10^{-4}	10^{-3}
Энергия активации, электрон-вольт на атомную плоскость	0,77	2,9	5,1	7,3

При подсчёте этих энергий мы пока ещё исключаем из рассмотрения энергию сильно напряжённых участков внутри сердцевин зацепления. Хотя строгий расчёт этой энергии невозможен, можно приближённо её оценить несколькими способами, и в каждом случае получается значение порядка одного электрон-вольта на одно зацепление на одну атомную плоскость. Деформация на расстоянии r от зацепления порядка $\lambda/2\pi r(1-\nu)$. Келер¹⁹ исключил область $r_0 = 6 \cdot 10^{-8}$ см около зацепления меры $\lambda = 2,5 \cdot 10^{-8}$ см; приняв деформацию на половине этого расстояния за среднее значение для всей исключённой области, получаем среднюю деформацию около 0,2. Предполагая, что в этой области применим закон Гука, получим среднее напряжение около 0,2 G и энергию деформации:

$$\frac{1}{2} \times \text{напряжение} \times \text{деформация} \times \text{объём} = 0,02 G \pi r_0^2 d,$$

где d — межатомное расстояние вдоль зацепления. При $G = 4 \cdot 10^{11}$, $r_0 = 6 \cdot 10^{-8}$, $d = 2,5 \cdot 10^{-8}$ энергия сердцевин одного зацепления на атомную плоскость составляет около 1,4 электрон-вольта. Несколько другая оценка была дана Бреггом²³ и Хентингтоном²⁴. Брегг, пользуясь тем, что энергия деформации внутри исключённой области не может превосходить скрытой теплоты плавления, получил энергию около половины электрон-вольта,

в то время как Хентингтон, вычисляя энергию, обусловленную близко действующими электростатическими силами между атомами в сердцевине зацепления в кристалле каменной соли, получил значение около одного электрон-вольта.

Мы видим, таким образом, что энергии активации для образования пары зацеплений, приведённые в табл. II, должны быть увеличены почти на два электрон-вольта. Для отождествлённых монокристаллов чистых металлов направление сдвига при текучести составляет от 10 до 50 г мм^{-2} ; упрочнение может поднять это значение в тысячу раз. Таким образом, во всех практически случаях энергия активации составляет несколько электрон-вольт для каждой атомной плоскости, перпендикулярной к зацеплению. Образование пары зацеплений, даже очень коротких (100 атомов по длине), требует, следовательно, нескольких сот электрон-вольт. Такие большие энергии активации не могут быть сообщены тепловыми флуктуациями и, поэтому, мы должны исключить возможность образования пары зацеплений за счёт тепловых флуктуаций в напряжённом кристалле.

Более подробная теория пар зацеплений дана Набарро¹⁸. Келер¹⁹ также рассмотрел возможность образования зацеплений на свободных поверхностях. В этом случае энергия активации оказалась также большой (около половины вышеприведённых значений) и, поэтому, её получение за счёт тепловых флуктуаций не более вероятно, чем в вышеприведённом примере.

НАПРЯЖЕНИЕ СДВИГА, НЕОБХОДИМОЕ ДЛЯ ДВИЖЕНИЯ ЗАЦЕПЛЕНИЯ

В теории, изложенной выше, энергия одиночного зацепления (зацепления или другие искажения, удалённые от свободных поверхностей) не зависит от его положения; это означает, что зацепление оказывается способным двигаться под действием самых малых внешних напряжений сдвига. Это согласуется с качественным рассмотрением подвижности зацеплений, когда было показано, что в первом приближении межатомные силы, содействующие или препятствующие внешней силе, взаимно уравновешиваются. Однако более точно атомная структура определяет зависимость энергии зацепления от его положения, т. е. энергия зависит от того, проходит ли плоскость симметрии (AA' на рис. 6), отмечающая центр зацепления, через атомную плоскость или нет. При движении зацепления эта энергия должна периодически меняться так, что по крайней мере одно положение устойчивого равновесия приходится на каждый междоатомный интервал вдоль линии движения зацепления. Следовательно, имеется сила, удерживающая зацепление в положении равновесия, и для того чтобы произошёл сдвиг, внешняя сила должна пре-

взойти эту удерживающую силу. Ясно, что она должна быть очень мала, так как в первом приближении она равна нулю; благодаря тому, что необходимо высшее приближение для обнаружения существования этой силы, даже грубое вычисление её величины требует тонкого анализа. Первую попытку решения этой проблемы предпринял Пайерлс²¹; позднее Набарро¹⁸ продолжил его расчёты.

В этой работе было показано, что важнейшим свойством зацепления является его ширина, т. е. — для линейного зацепления — протяжённость наиболее напряжённой области вдоль направления сдвига. Ширина определяется отношением сил, действующих на плоскости скольжения, к силам, действующим в каждой половине кристалла. Так, на рис. 2 атомы в плоскости P находятся под действием двух сил:

1. Сжатые атомы в верхнем полупространстве кристалла пытаются распространить давление равномерно вдоль плоскости P и расширить зацепление.

2. Атомы в нижнем полупространстве кристалла, и особенно атомы в примыкающем слое Q , пытаются стянуть атомы в P и сузить зацепления.

Равновесная ширина отвечает равновесию сил. Согласно Пайерлсу и Набарро, силы, стягивающие атомы, очень велики и, следовательно, зацепление крайне узко; область, в которой смещения достигают одной четверти межплоскостного расстояния, сама не намного больше межплоскостного расстояния; однако, как признают авторы, в их расчётах ширина могла быть преуменьшена. Стягивающая сила очень чувствительна к ширине зацепления и быстро уменьшается по мере расширения зацепления. Это можно видеть из рассмотрения предельного случая, в котором искажения равномерно распределены вдоль всего направления сдвига, т. е. в случае, если ряд N атомов с равномерным расстоянием $L/(N-1)$ приходится против ряда $N+1$ атомов с равномерным межатомным расстоянием L/N . Тогда, если N очень велико, энергия взаимодействия линий будет едва меняться при движении одного ряда относительно другого; в пределе $N = \infty$ энергия взаимодействия становится постоянной, а стягивающая сила равной нулю. Согласно расчётам Набарро, усилие, необходимое для движения зацепления путём преодоления стягивающей силы, равно

$$\sigma_t \frac{4\pi}{1-\nu} e^{-2\pi/(1-\nu)}, \quad (12)$$

где σ_t — теоретическое напряжение сдвига для совершенной решётки ($\approx G/10$), ν и G были определены ранее. Это даёт критическое напряжение сдвига около 1000 г.мм^{-2} , что от десяти до пятидесяти раз больше наблюдаемых значений для отождествлённых чистых монокристаллов. Однако было указано, что в результате

допущенных при расчёте приближений ширина зацепления недооценена в два или три раза и тогда критическое напряжение сдвига переоценено в 1000 или более раз. Трудности такой оценки столь велики, что можно сделать лишь заключение о том, что стягивающее напряжение, вероятно, меньше наблюдаемых пределов упругости для металлических кристаллов.

Существование стягивающей силы слегка меняет приведённые ранее выводы, касающиеся взаимного притяжения зацеплений различного знака на одной и той же плоскости скольжения. Очевидно, если зацепления разделены расстоянием большим, чем то, при котором стягивающая сила равняется силе взаимодействия, зацепления будут сближаться. Набарро оценил это расстояние порядка 10 000 атомных расстояний, однако допускается, что этот результат, зависящий от значения стягивающей силы, не более точен, чем оценка последней. Предполагается также, что так как расстояние 10 000 равно примерно ширине мозаичных блоков в кристалле, их существование может быть причиной появления этой характерной длины.

ГРУППЫ ЗАЦЕПЛЕНИЙ

В некотором смысле зацепление является очень «экономным» дефектом решётки; зацепления позволяют простейшим путём, с наименьшей затратой энергии устранить несовпадение между двумя половинами кристалла. Не лишено смысла, следовательно, предположение, что большинство макроскопических несовпадений в кристаллах, таких, как мозаичная структура и раздробление кристаллов в состоянии холодной обработки, образовано группами зацеплений. Наиболее простыми для рассмотрения являются группы зацеплений, образующие поверхности перехода между мозаичными блоками или кристаллитами, наклонёнными друг к другу под малыми углами; этот вопрос подробно рассмотрен Бургерсом^{11,12} и обсуждался также Тейлором²⁵, Бреггом²⁶ и Ленард-Джонсом²⁷. На рис. 10 показан один из наиболее простых случаев поверхности перехода, в которой два кристаллита связаны рядом параллельных линейных зацеплений одинако-

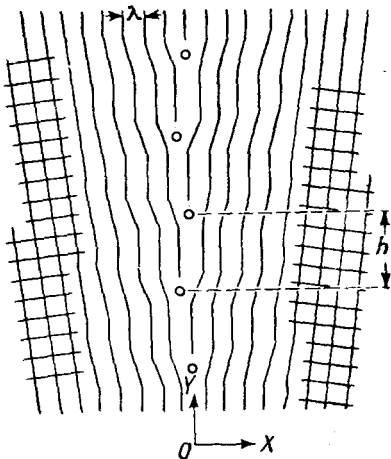


Рис. 10. Переходная поверхность между кристаллитами, образованная рядом параллельных линейных зацеплений.

вого знака, правильно расположенных вдоль плоскости OYZ на расстояниях h . Кристаллиты повернуты друг относительно друга около оси, параллельной оси Z , на угол, равный $\text{arctg } \lambda/h$. Бургерс показал, что в этом случае кристаллиты на больших в сравнении с величиной h расстояниях от поверхности перехода свободны от напряжений. Поворот около оси Y получается тогда, когда зацепления расположены параллельно этой оси, и из рассмотре-

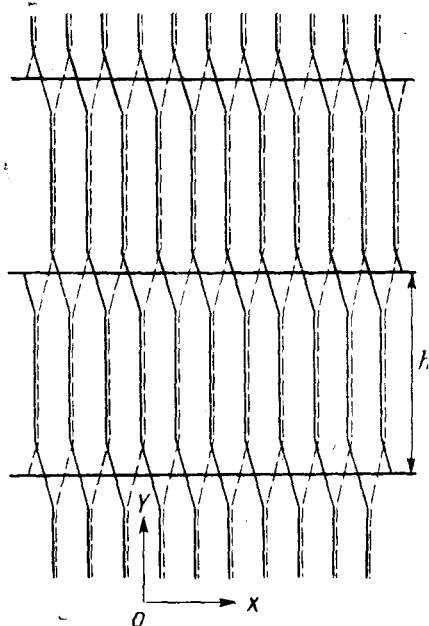


Рис. 11. Переходная поверхность, образованная винтовыми зацеплениями.

ния двух пересекающихся рядов линейных зацеплений в поверхностях перехода, параллельных соответственно осям Y и Z , получается поворот кристаллитов около любой произвольной оси, лежащей в плоскости YZ . Такие повороты не являются, однако, общими, так как они не содержат компоненты около оси X . Никаким расположением линейных зацеплений в поверхности перехода нельзя образовать этого поворота; его можно получить, вводя винтовые зацепления. На рис. 11 показана простая поверхность перехода, образованная винтовыми зацеплениями между двумя кристаллами, которые сдвинуты в противоположных направлениях; поворот может быть получен введением второго ряда винтовых зацеплений, пересекающих первый ряд.

Таким образом, оказывается геометрически возможным соединить два кристалла, произвольно ориентированных друг относительно друга, с помощью сложной поверхности перехода, образованной из ряда линейных и винтовых зацеплений. Устойчивость таких поверхностей пока ещё недостаточно полно изучена. Бургерс рассмотрел лишь простейшие случаи. Из рис. 10 можно качественно видеть, что зацепления одинакового знака взаимно отталкиваются, и заключить о самопроизвольном разрушении поверхности перехода при взаимном расталкивании зацеплений вдоль плоскостей скольжения соединённых кристаллитов. Однако этот вывод является неверным. При выводе формул напряжений (6) и последующих формул взаимодействия предполагалось, что в бесконечном правильном кристалле содержится только одно или несколь-

ко зацеплений, тогда как структура на рис. 10 представляет собой часть двух ограниченных или неограниченных кристаллов, соединённых друг с другом под углом. Предположения, сделанные в прежней теории, ограничивают рассмотрение поведения зацепления, введённого в решётку, в которой атомные «плоскости» скольжения являются плоскостями в строгом геометрическом смысле. В ограниченных кристаллах или поликристаллах следует рассматривать зацепления в «изогнутых» атомных плоскостях скольжения.

Это видно из того, что напряжения, определяемые уравнением (6), становятся равными нулю только в бесконечности, что несовместимо с граничными условиями для ограниченного кристалла, свободного от действия внешних сил. Этот вывод находит подтверждение в качественном рассмотрении влияния положительного линейного зацепления в кристалле конечной толщины h

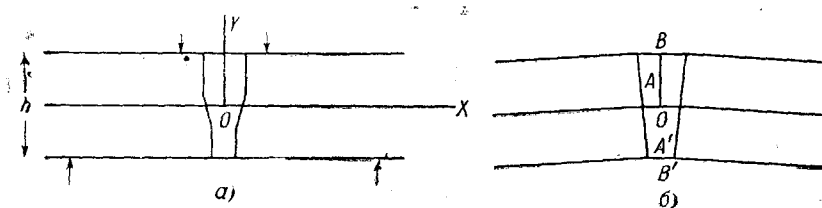


Рис. 12. Изгибание ограниченного кристалла зацеплением.

в направлении Y , как показано на рис. 12, а. Зацепление, находящееся в начале координат, делит кристалл на две половины относительно плоскости скольжения $y = 0$; верхняя половина стремится расширяться в направлении сдвига, но удерживается нижней половиной, которая стремится её сократить. Это аналогично картине в биметаллической полоске, и при отсутствии внешних сил кристалл изогнётся, как показано на рис. 12, б. Равновесное положение будет достигнуто, когда стремление материала к изгибу вблизи зацепления (между A и A') уравнивается стремлением более удалённых областей (от A до B и от A' до B') остаться недеформированными. Угол изгиба уменьшается с увеличением h и в пределе при $h \rightarrow \infty$ становится равным нулю, что приводит к случаю, обсуждавшемуся ранее. Можно качественно видеть, что σ_{xx} есть растягивающее напряжение в области от A до B и сжимающее от A' до B' ; следовательно, если ввести положительное зацепление в AB , вставляя дополнительную часть атомной плоскости в плоскость YZ , или в $A'B'$, удаляя часть плоскости, напряжение совершит работу и энергия взаимодействия зацеплений будет отрицательна. Так, в ограниченном кристалле, свободном от внешних воздействий, зацепле-

ния одного знака стремятся сгруппироваться в переходных поверхностях.

Опытное подтверждение этих предположений было получено Каном²⁸. Для некоторых пластически изогнутых кристаллов после их отжига характерно расщепление рентгеновского астеризма на отдельные пятна. Это объясняется искривлением плоскостей скольжения при изгибе, тогда как отжиг позволяет кристаллу избавиться от этого изгиба путём образования кристаллитов (полигонизация). На рис. 13 приведена картина, объясняющая этот процесс с помощью теории зацеплений. На первой схеме (а) изгиб решётки вызван произвольно распределёнными зацеплениями одного знака, обозначенными крестиками. При отжиге эти зацепления группируются в слои, обуславливая наклон кристаллитов друг к другу под малыми углами, как это показано

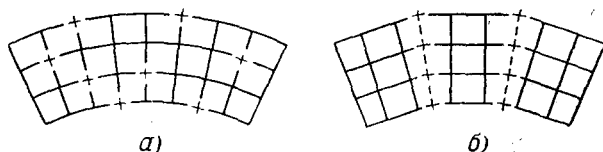


Рис. 13. а — изгибание кристалла произвольно распределёнными зацеплениями одинакового знака; б — образование кристаллитов при собирании зацеплений в слои.

на второй схеме (рис. 13, б). Если это правильно, то можно ожидать получения микроскопического подтверждения существования переходных поверхностей, которые должны быть расположены примерно перпендикулярно к плоскости и направлению скольжения.

Такое подтверждение было получено Каном и показано на фотографии III (см. вклейку, стр. 184). На ней приведены микрофотографии кристалла цинка, который после изгиба и отжига был разрезан, протравлен и изучен микроскопически. При такой обработке выявляются линии раздела, ориентировка которых относительно плоскостей скольжения и оси изгиба совпадает с положениями, ожидаемыми для переходных поверхностей.

Доказательство существования переходных поверхностей, составленных из зацеплений, было получено также Брегом и Найте¹³, которые показали, что в двумерных мыльных «кристаллах» часто появляются границы, соответствующие таким поверхностям, как это видно на фотографии II (см. вклейку).

СЕГРЕГАЦИЯ РАСТВОРЁННЫХ АТОМОВ ВОКРУГ ЗАЦЕПЛЕНИЙ

Вследствие наличия поля напряжений зацепления взаимодействуют с другими дефектами, являющимися источниками внутренних напряжений в кристалле, такими, как выделившиеся частицы, границы кристаллитов и другие зацепления. Наиболее разработанные вопросы в теории зацеплений связаны как раз с указанным взаимодействием, и благодаря их решению были поняты процессы старения и отпуска. Однако один вопрос, а именно, сегрегация растворённых атомов вокруг зацеплений, является наиболее полно выясненным и его полезно рассмотреть в первую очередь.

Как показано на рис. 2, атомы, расположенные над положительным линейным зацеплением, сжаты, в то время как внизу они растянуты. Энергия деформации, связанная с этим искажением, может быть уменьшена, если период решётки в верхней области уменьшить, а в нижней области увеличить; тогда останутся только деформации, но не будет напряжений. Недавно было показано²³, что такое явление происходит при сегрегации растворённых атомов вокруг зацепления. В растворах замещения большие растворённые атомы собираются в расширенной области и маленькие атомы — в сжатой области*). Если атом в растворе внедрения вызывает местное расширение решётки, он будет перемещаться в расширенную область, и наоборот. Однако, если внедрённые атомы создают несимметричные местные искажения, то процесс сегрегации может вызвать уменьшение напряжений сдвига, помимо уменьшения гидростатических напряжений, вследствие изменения объёма. В большинстве случаев атомы в растворах замещения вызывают симметричные искажения и, следовательно, могут уменьшить только гидростатические напряжения. Для этого случая было показано²³, что атом растворённого вещества радиусом $r_a(1 + \epsilon)$ в растворителе с атомным радиусом r_a , находящимся под напряжением, обладает энергией взаимодействия в поле напряжения

$$V = -\frac{4}{3} \pi \epsilon r_a^3 (\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz}), \quad (13)$$

где σ_{xx} , σ_{yy} и σ_{zz} — нормальные компоненты напряжения поля. Используя уравнения (6) и вводя полярные координаты рис. 2,

*) Это явление, называемое иногда восходящей диффузией и приводящее к перераспределению компонент сплава в сторону увеличения градиента концентрации, было открыто С. Т. Конобеевским и Я. П. Селиским в 1932 г. при рентгенографическом исследовании влияния отжига на холоднодеформированные сплавы магния с алюминием. Объяснение этого явления и обобщение теории диффузии на случай переменных полей концентраций и внутренних напряжений было дано С. Т. Конобеевским. (Прим. ред.)

получаем энергию взаимодействия с положительным линейным зацеплением

$$V = \frac{4}{3} \frac{1+\nu}{1-\nu} G \varepsilon r_a^3 \lambda \frac{\sin \theta}{r}, \quad (14)$$

где G , λ и ν — величины, определённые ранее. Отметим, что V положительно на верхней стороне ($0 < \theta < \pi$) зацепления для большого атома растворённого вещества ($\varepsilon > 0$) и отрицательно на другой стороне, что согласуется с качественной картиной выталкивания большого атома из сжатой области и втягивания в расширенную область. Так как V является функцией r и θ , то между атомом и зацеплением действуют как радиальная ($-\frac{\partial V}{\partial r}$), так и тангенциальная ($-\frac{\partial V}{r \partial \theta}$) силы. Величина V легко поддаётся исследованию. Для растворённого вещества, легко входящего в раствор, приемлемо значение $\varepsilon = 0,05$. Приняв обычные значения для констант и $\theta = \frac{\pi}{2}$, получим V , равное kT на расстоянии около $6 \cdot 10^{-8}$ см от центра зацепления. Отсюда видно, что может иметь место значительная местная сегрегация растворённых атомов и, следовательно, изменение свойств зацепления.

Если предоставить время для перемещения атомов, то вокруг неизменяющегося зацепления должно образоваться равновесное распределение или атмосфера из растворённых атомов с плотностью, определяемой V . Для разрежённой атмосферы эта плотность

$$c = c_0 e^{-\frac{V}{kT}}, \quad (15)$$

где c_0 — средняя концентрация. Однако эта формула не применима для сгущённых атмосфер; атмосфера может стать насыщенной, когда в ней содержится достаточно растворённых атомов для полной разрядки гидростатических напряжений, вследствие чего прекращается дальнейшее перемещение растворённых атомов по направлению к зацеплению. Важно отметить, что для образования атмосферы требуется крайне малое количество растворённого вещества. Для металла с наивысшей достижимой плотностью зацеплений (10^{13} см $^{-2}$, см. ниже) требуется только около 0,1% растворённого вещества для того, чтобы на каждую атомную плоскость каждого зацепления приходился один растворённый атом. В отожжённых металлах плотность зацеплений должна быть значительно ниже, и поэтому в таких случаях не может быть речи о нехватке растворённых атомов для зацеплений, даже в так называемых чистых металлах (99,999%).

Эта теория может быть использована для объяснения хорошо известного влияния пластической деформации на быстрый и локализованный распад пересыщенных твёрдых растворов в плоско-

стях сдвига. Силы, притягивающие растворённые атомы к зацеплению, вызывают систематическое перемещение атомов к общему центру и этот процесс должен происходить значительно быстрее, чем случайное соединение хаотически перемещающихся атомов, поэтому распад должен произойти раньше всего в зацеплениях.

Другие ожидаемые эффекты связаны со стремлением вызвать пластическую деформацию благодаря движению зацеплений, окружённых атмосферами. Под воздействием внешних сил зацепление начинает двигаться и оставляет свою атмосферу позади себя; энергия атмосферы поэтому возрастает, а это означает, что имеется сила, связывающая зацепление с атмосферой. Если приложенная сила недостаточна для преодоления связывающей силы, зацепление не может ускользнуть. Однако оно может медленно двигаться, одновременно с процессом перемещения растворённых атомов, скорость которого определяется скоростью диффузии. Можно показать, что этот медленный процесс перемещения достаточно быстр для того, чтобы вызвать медленную ползучесть; делались предположения, что этот процесс имеет место при микроползучести²³ и при синеломкости железа²⁹. Микроползучесть, изученная Чальмерсом³⁰ на кристаллах олова, является медленной ползучестью, происходящей при очень малых напряжениях. Она характеризуется тем, что начальная скорость деформации пропорциональна напряжению и равняется нулю, если напряжение равно нулю, а также тем, что скорость деформации понижается по мере увеличения деформации, становясь почти равной нулю при общей деформации около 10^{-5} . Это согласуется с изложенной теорией. Можно показать³¹, что для малых напряжений должна наблюдаться линейная зависимость скорости деформации от напряжения. Следовательно, если ползучесть вызывается зацеплениями, первоначально имевшимися в образце, и эти зацепления двигаются слишком медленно для создания других зацеплений, то они постепенно будут расходоваться и скорость деформации должна уменьшаться с деформацией, как это и наблюдается.

Для создания быстрой деформации зацепления должны быть освобождены от своих атмосфер путём приложения силы, превышающей силу связи с атмосферой. Важной особенностью является здесь то, что зацепления, однажды освобождённые, не обязательно должны находиться под действием больших внешних сил и будут при этом заметно ускоряться, следовательно, станет возможной быстрая деформация под действием меньших сил. Это напоминает явление резкого предела текучести, являющееся характерной особенностью железа и мягкой стали и в несколько меньшей степени некоторых других материалов³². Некоторые исследования^{33, 34, 35} показали, что предел текучести железа связан с наличием небольших количеств углерода в металле; это позволяет

предполагать, что в данном случае атмосфера состоит из углерода. Это находится в согласии с теорией, так как атомы углерода сильно искажают решётку α -железа, следствием чего является возникновение большой энергии взаимодействия и точки начала текучести. Недавняя оценка³⁶ силы, необходимой для освобождения зацепления от углеродной атмосферы в α -железе, даёт правильный порядок величины точки начала текучести. Эта теория объясняет также старение деформированного железа. Только что деформированный образец железа не обнаруживает точки начала текучести, но через некоторый промежуток времени (зависящий от температуры) точка начала текучести возвращается. Это объясняется перемещением атомов углерода к освобождённым зацеплениям и образованием новых атмосфер. Набарро²⁹ показал, что энергия активации при старении деформированного железа такая же, как при диффузии углерода, и что время, необходимое для этого процесса, такого же порядка, какой следует ожидать при образовании атмосфер.

БЫСТРЫЕ ЗАЦЕПЛЕНИЯ И ОБРАЗОВАНИЕ ПОЛОС СКОЛЬЖЕНИЯ

Как было указано выше, свободное зацепление ускоряется под действием достаточно больших сил до значительной скорости. Избыток энергии, получаемый за счёт работы, совершённой силами, накапливается в виде кинетической энергии движения. Нет ни малейшего сомнения, что такие зацепления вызывают быстрый сдвиг, при котором за очень малые промежутки времени образуются отдельные полосы скольжения. Нельзя, однако, предполагать, что быстрое зацепление будет ускоряться неограниченно, так как два явления препятствуют ему достигнуть скорости звука в материале. Прежде всего, когда атомы в сердцевине зацепления скользят друг за другом, они двигаются в периодическом поле сил, существующем между плоскостями P и Q (см. рис. 2); это должно вызвать колебательное движение в направлении Y дополнительно к поступательному движению вдоль оси X . Вызываемые этим движением столкновения атомов в плоскости скольжения приведут к рассеянию энергии в виде упругих волн, распространяющихся от зацепления к остальной части кристалла; количество энергии, рассеиваемой на каждой ступени, возрастает с увеличением скорости зацепления. Оно может, следовательно, достигнуть такого значения, что весь избыток энергии, получаемый за счёт внешней силы, рассеивается, вследствие чего зацепление больше не будет ускоряться. Этот процесс кратко рассматривался в работах Орована³⁷ и Френкеля и Конторовой³⁸.

Второе явление, обнаруженное независимо Френкелем и Конторовой³⁸ и Франком, является своего рода аналогом релятивистского поведения быстрых частиц. Сложность динамики быстрых зацеплений приводит к необходимости применения упрощённой

модели зацепления для рассмотрения этого явления. Предположим поэтому, что на рис. 6 верхний ряд подвижных атомов скользит по нижнему ряду закреплённых и равномерно распределённых атомов, и пусть u_k — смещение в направлении сдвига k -го атома верхнего ряда. Потенциальная энергия этого атома определяется его расстоянием от соседних атомов в верхнем ряду и его положением в периодическом поле, создаваемым нижним рядом. Предполагая, что упругие силы между атомами в верхнем ряду подчиняются закону Гука, а также, что поле атомов нижнего ряда является синусоидальным, потенциальную энергию системы можно записать в форме

$$U = \sum_k A \left(1 - \cos \frac{2\pi u_k}{d} \right) + \frac{1}{2} \alpha \sum (u_{k+1} - u_k)^2, \quad (16)$$

где d — межплоскостное расстояние вдоль ряда, α — коэффициент упругой силы между атомами верхнего ряда и A — амплитуда периодического поля, создаваемого нижним рядом. Тогда уравнение движения k -го атома

$$m \frac{d^2 u}{dt^2} = - \frac{\partial U}{\partial u_k}, \quad (17)$$

где m — масса атома. Это уравнение решается при некоторых упрощающих условиях, в результате чего получим:

$$u_k = \frac{2d}{\pi} \arctg \left\{ C_k \exp \left(\pm \frac{2\pi}{d} \sqrt{\left(\frac{-A}{m'} \right) t} \right) \right\}, \quad (18)$$

где C_k — постоянная, $m' = m - \alpha d^3 / v^3$ и v — скорость зацепления. Когда $m' > 0$, решение соответствует колебательному движению, в котором атомы колеблются около фиксированных положений. Однако когда $m' < 0$, т. е. $v < d \sqrt{\frac{\alpha}{m}}$, смещение монотонно меняется от $u_k = 0$ до $u_k = d$ (или наоборот) при изменении времени от $-\infty$ до $+\infty$; это соответствует распространению скольжения вдоль ряда. В предельном случае, когда $m' = 0$, v принимает значение $v_0 = d \sqrt{\frac{\alpha}{m}}$, равное скорости звука или скорости распространения продольных волн вдоль ряда. Движение зацепления определено условием $v < d \sqrt{\frac{\alpha}{m}}$, из которого следует, что $v < v_0$, т. е. скорость распространения сдвига всегда меньше скорости звука. Путём дальнейшего развития теории можно показать, что полная энергия системы

$$W = \frac{4d^2 \alpha}{\pi} \sqrt{\frac{A}{m(v_0^2 - v^3)}}. \quad (19)$$

Эта энергия становится бесконечной, когда скорость приближается к скорости звука.

Франк⁴⁰ показал недавно, что быстрые зацепления способны использовать их высокие кинетические энергии для создания новых зацеплений, и рассмотрел возможный механизм этого процесса. Рассмотрим выход зацепления к свободной поверхности кристалла. При выходе зацепления из кристалла атомы, скользящие друг за другом, в конце плоскости сдвига стремятся выскочить и создают зацепление противоположного знака. При образовании нового зацепления оно начинает двигаться под действием внешней силы вдоль плоскости сдвига внутрь кристалла, продолжая таким образом процесс скольжения, начатый первым зацеплением. Ход процесса зависит от того, достаточно ли энергия в необходимой упорядоченной форме для образования нового зацепления. Одним из источников энергии является поле напряжения первого зацепления, но одной этой энергии ещё недостаточно, так как некоторая часть её рассеивается в виде упругих волн, когда первое зацепление достигает поверхности, а также расходуется на увеличение поверхностной энергии кристалла при образовании ступеньки на поверхности в конце плоскости сдвига.

Следовательно, процесс перескока, вероятно, не может иметь места для медленного зацепления; однако быстрое зацепление, приближающееся к поверхности, обладает большой и упорядоченной кинетической энергией, которая вместе с энергией деформации может создать избыток энергии, достаточный для образования нового зацепления. Это второе зацепление, в свою очередь, становится быстрым зацеплением и вызывает образование третьего зацепления на противоположной поверхности кристалла. Таким образом, быстрый сдвиг в плоскости скольжения, повидимому, непрерывно себя поддерживает и этим возможно объяснить локализацию быстрого и интенсивного сдвига в узких полосах скольжения, наблюдаемых в металлических кристаллах. Из тех же соображений Франк вывел, что если два быстрых линейных или винтовых зацепления противоположного знака сталкиваются в плоскости скольжения, то они должны пройти друг через друга или отразиться друг от друга; эти два процесса, конечно, неразличимы. Это увеличивает вероятность механизма, при котором зацепления могут размножаться внутри кристалла, как показано на рис. 14. На схеме рис. 14, а предполагается, что быстрое зацепление приближается к препятствию в плоскости скольжения, совпадающей с плоскостью чертежа. Если зацепление остановлено или замедлено в непосредственной близости к препятствию (схема б), то образуется петля. Если остальная часть зацепления движется очень быстро, то происходит перескок при закрытии петли и образуется область плоскости скольжения с двойной величиной сдвига (схема в). Эта область затем расширяется, и процесс размножения сдвига продолжается.

Вопрос о прекращении быстрого сдвига в плоскости скольжения рассматривается в теории Франка с точки зрения образования в этой плоскости высокой плотности зацеплений благодаря процессу размножения. Приводятся доводы в пользу того, что конечная структура, образующаяся в плоскости скольжения, состоит из скрещённой сетки, составленной двумя пересекающимися рядами параллельных винтовых зацеплений. Когда размер сетки становится очень малым, взаимодействие зацеплений является причиной «захвата», предотвращающего дальнейший сдвиг в плоскости скольжения. Этот вопрос обсуждается в следующем разделе.

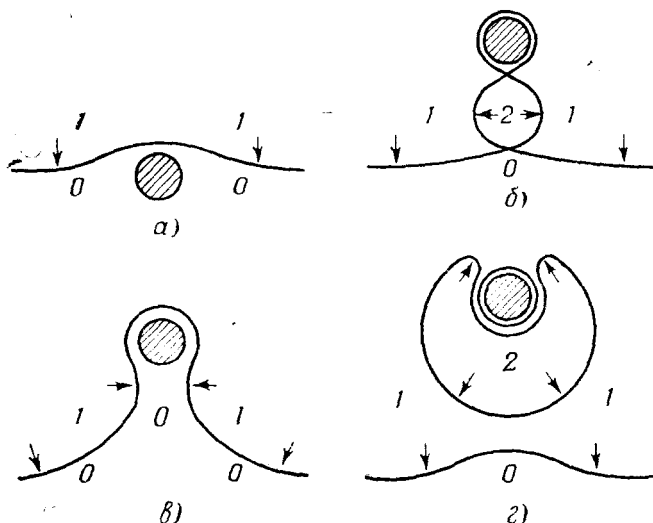


Рис. 14. Размножение быстрого зацепления при встрече с препятствием. Числа 0, 1, 2 на этой схеме указывают величину сдвига в различных областях плоскости скольжения.

Наконец, можно указать, что скрещённая сетка винтовых зацеплений образует переходную поверхность между кристаллами, повернутыми друг относительно друга около оси, перпендикулярной к поверхности перехода. Гейденрейх и Шокли⁴¹ считают, что они экспериментально наблюдали такой поворот половин кристалла, разделённых полосой сдвига.

СТРУКТУРНОЕ УПРОЧНЕНИЕ ПРИ ДЕФОРМАЦИИ

Как подчёркивают Мотт и Набарро¹⁴, необходимо рассматривать два различных механизма упрочнения при деформации: структурное упрочнение и упрочнение в результате истощения. Структурное упрочнение представляет собой хорошо известный тип

упрочнения при холодной обработке, упрочнение в результате истощения будет рассматриваться позднее.

Возрастание сопротивления сдвигу в кристалле с увеличением предшествующей пластической деформации означает, что либо становится труднее образовывать зацепления в кристалле, либо становится труднее их двигать. Обычно предполагают, что упрочнение связано с трудностью движения зацеплений; экспериментальные факты подтверждают это¹⁴, так как внутренние напряжения, возникающие, как известно, в деформированных кристаллах, должны способствовать образованию зацеплений и мешать их движению. Отправной точкой для большинства современных теорий структурного упрочнения является утверждение Тейлора² о том, что точка предела текучести определяется внутренними напряжениями, препятствующими движению зацеплений; эти напряжения увеличиваются по мере нарастания деформации. Ограниченный сдвиг, происходящий в данной плоскости скольжения, означает, что процесс скольжения оставляет вслед за собой остаточное изменение в структуре плоскости, которое является источником внутренних напряжений, препятствующих дальнейшему сдвигу. С другой стороны, одиночное зацепление, проходящее через кристалл, не оставляет подобного остаточного изменения; мы приходим, согласно Тейлору, к выводу, что за исключением начальных зацеплений, являющихся источниками лавинного образования зацеплений, последние не проходят через кристалл полностью, но застревают внутри кристалла. Именно, застревание зацепления является источником напряжений, препятствующих движению других зацеплений.

Простейшее расположение, приводящее к застреванию зацеплений, показано на рис. 15. Здесь два зацепления противоположных знаков в параллельных плоскостях скольжения пытаются под действием внешней силы пройти друг мимо друга; крестик изображает положительное зацепление, движущееся вправо, кружок — отрицательное зацепление. Из уравнения (9) компонента силы в плоскости скольжения, отнесённая к единице расстояния между зацеплениями, равна:

$$F_x = -\frac{\partial V}{\partial x} = \frac{GL^2}{2\pi(1-\nu)} \frac{h^2x - x^2}{(x^2 + h^2)^2}, \quad (20)$$

где x и h — величины, указанные на рис. 15. Зависимость F_x от $\frac{x}{h}$ дана на рис. 16. Отметим, что для малых x зацепления отталкивают друг друга вдоль плоскостей скольжения и что точка $x=0$ является точкой неустойчивого равновесия для компоненты силы F_x ; когда зацепления оказываются в этом положении, сильное притяжение между зацеплениями противоположного знака определяется компонентой F_y , а не F_x . Для больших значений x

F_x меняет знак и зацепления притягивают друг друга вдоль плоскостей скольжения. Необходимо помнить, что приведённая на рис. 16 энергия взаимодействия зацеплений вычислена лишь приближённо; Келер¹⁹, пользуясь различными приближениями, получил качественно, но не количественно, сходную кривую.

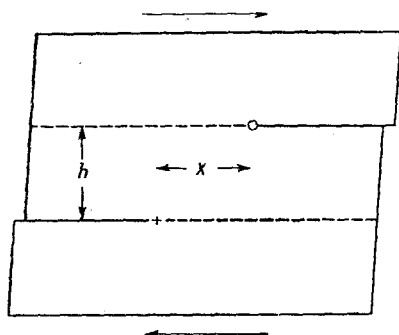


Рис. 15. Образование пары зацеплений.

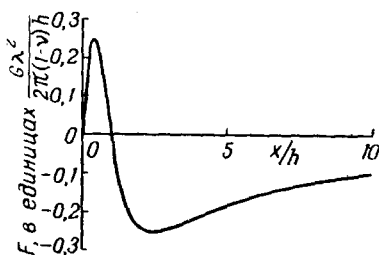


Рис. 16. Сила, действующая в направлении скольжения между зацеплениями рис. 15.

Для того чтобы раздвинуть зацепления, необходимо, очевидно, превзойти максимальное значение F_x , равное $\frac{G\lambda^2}{8\pi(1-\nu)h}$, что эквивалентно напряжению сдвига

$$\sigma = \frac{G\lambda}{8\pi(1-\nu)h}. \quad (21)$$

Используя прежние значения констант, получаем численные значения, приведённые в табл. III.

Таблица III

Напряжения сдвига, необходимые для раздвижения зацеплений в соседних плоскостях скольжения

Расстояния между плоскостями h , см	10^{-7}	10^{-6}	10^{-5}	10^{-4}
Напряжение сдвига, г/мм	60 000	6000	600	60

Следовательно, мы приходим к выводу, что плотность зацеплений в состоянии холодной обработки должна быть около 10^{13} см^{-2} . На этом же основании плотность в полностью отожжённом кристалле может едва превосходить 10^8 см^{-2} ; в противном случае предел текучести был бы больше наблюдаемого.

Обоснование плотности зацеплений 10^{12} см^{-2} для холодной обработки весьма важно, поэтому существенно знать, насколько эта плотность согласуется с другими свойствами. Так, некоторые исследователи^{19, 42, 43} сравнивали энергию ряда зацеплений с энергией, поглощаемой при холодной обработке. Теллор и Квинни⁴⁴ показали, что в холоднообработанной меди накапливается энергия порядка $43 \cdot 10^7$ эргов на см^3 . Если принять энергию зацепления 5 электрон-вольт на атомную плоскость, тогда в одном кубическом сантиметре меди, содержащем 10^{12} линий зацеплений, энергия зацеплений будет $32 \cdot 10^7$ эргов, что даёт правильный порядок величины. Браун²⁰, объясняя магнитную жёсткость холоднообработанных ферромагнитных металлов с помощью ряда застрявших зацеплений, показал, что опытные данные согласуются с плотностью 10^{12} см^{-2} .

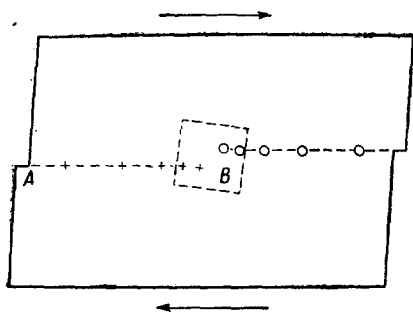


Рис. 17. Давление зацеплений у препятствия, вызывающее образование местных напряжений и поворот решётки.

Возвращаясь к обсуждению рис. 15, мы замечаем, что частичное скольжение может происходить в плоскостях, проходящих через узловую область, но зацепления неспособны прорваться, пока не будут созданы большие местные напряжения; таким образом, может образоваться распределение типа, показанного на рис. 17. В связи с этой схемой необходимо отметить три положения.

Во-первых, все зацепления, которые приближаются к препятствию с одной и той же стороны, имеют одинаковый знак. Во-вторых, в результате давления зацеплений вдоль плоскости плотность зацеплений должна повышаться по мере приближения к нарушению. Действующее на препятствие давление P , создаваемое рядом из n дислокаций одинакового знака, n -й член которых закреплён препятствием, может быть подсчитано следующим образом: пусть силы, действующие на i -е зацепление со стороны k -го зацепления, внешнего напряжения σ и препятствия, будут F_{ik} , $\lambda\sigma$ и P_i , соответственно. Тогда $P = -\sum P_i$; если $i > k$, то F_{ik} действует в направлении $\lambda\sigma$, т. е. против P_i , и наоборот. Условие равновесия i -го зацепления под действием этих сил таково:

$$\lambda\sigma + \sum_{k=1}^{k=n} F_{ik} + P_i = 0.$$

Если мы просуммируем это выражение по всем зацеплениям и заметим, что

$$\sum_{i=1}^{i=n} \sum_{k=1}^{k=n} F_{ik} = 0, \quad \text{так как } F_{ik} = -F_{ki},$$

то получим:

$$P = n\lambda\sigma. \quad (22)$$

Давление, создаваемое зацеплениями, вызывает большое местное напряжение вблизи препятствия, в n раз превышающее внешнее напряжение. В-третьих, мы укажем, что зацепления стремятся повернуть решётку, как показано на рис. 17. Бургерс¹² предположил, что это может объяснить образование кристаллических обломков и поворот решётки, что по рентгеновским исследованиям характерно для состояния холодной обработки.

Из приведённых выше доказательств вытекает, что в процессе деформации плотность зацеплений постепенно увеличивается, вызывая большие силы взаимодействия и сопротивление текучести. Для того чтобы дать определённую модель этого явления, доступную для качественного истолкования, Тейлор³ рассмотрел идеальную упрочнённую структуру, содержащую правильный ряд зацеплений, одна из

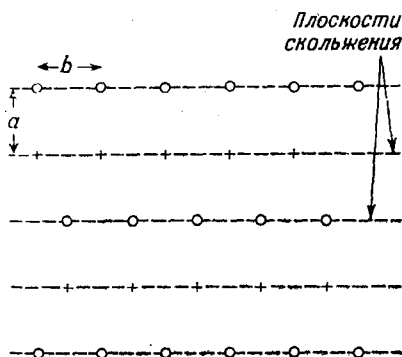


Рис. 18. Параллельные ряды зацеплений (по Тейлору).

форм которых показана на рис. 18. Свойства такого ряда зацеплений были в дальнейшем проанализированы Келером¹⁹. Тейлор предположил, что отношение $\frac{a}{b}$ расстояний между рядами остаётся постоянным в течение деформирования, и смог объяснить образование параболических кривых напряжение — деформация, наблюдаемых в металлах с кубической кристаллической структурой. Из уравнения (21) следует, что напряжение, требуемое для сдвига плоскостей зацеплений, имеет вид

$$\sigma = \frac{K}{a},$$

где $K = \frac{G\lambda k}{8\pi(1-\nu)}$ и k — постоянная, точное значение которой зависит от вида ряда зацеплений; так как взаимодействие между

ближайшими соседями является основным, то k должно быть порядка единицы. При подсчёте деформации надо помнить, что $\gamma = \rho l \lambda$, где $\rho = \frac{1}{ab}$ есть плотность зацеплений и l — среднее расстояние, пройденное зацеплением. Если L есть наибольшее расстояние, проходимое зацеплением до задержки, то $l = \frac{L}{2}$ и напряжение сдвига $\gamma = \frac{\lambda L}{2ab}$. Приняв $a = b$ и комбинируя выражения для σ и γ , получим:

$$\sigma^2 = \frac{2K^2}{\lambda L} \gamma; \quad (23)$$

это и даёт параболическую кривую напряжение — деформация.

Присутствие длины L в этом выражении кажется несколько странным. Можно предположить, что L есть ширина кристалла, но это не может быть правильным, так как должно означать, что кривая напряжение — деформация зависит от размера кристалла, что противоречит опытным фактам. Порядок величины L можно определить из соотношения $\gamma = \frac{\rho L \lambda}{2}$, если примем $\gamma = 1$, $\rho = 10^{12}$; тогда L равно около 10^{-4} см. Совпадение значений L , полученных для некоторых металлов с указанной выше величиной, привело Тейлора²⁵ к выводу, что причиной торможения зацеплений являются границы между мозаичными блоками, размер которых, как известно, составляет около 10^{-4} см. Неравномерное распределение зацеплений в материале должно сильно сказаться на значении L . Зейц и Рид⁴² указали, что пластическая деформация кристалла сводится к полосам скольжения, и если применить уравнение (23) к материалу внутри полос, то L , чтобы отвечать большим местным значениям напряжения, должно быть значительно увеличено. Орован⁴⁵ поставил под сомнение вывод Тейлора для L ; он указал, что наблюдаемое сходство пластических свойств кристаллов каменной соли, обладающих различной степенью совершенства, как это показали рентгеновские исследования, не подтверждает объяснение с помощью границ мозаичных блоков. Орован предположил, что препятствиями могут являться узлы зацеплений типа, показанного на рисунках 15 и 17.

Другим, внушающим сомнение пунктом в теории Тейлора является то, что гексагональные металлы подчиняются линейному закону упрочнения, вместо параболического закона уравнения (23). Чтобы получить линейную зависимость между σ и γ , расстояние между зацеплениями в направлении скольжения должно быть постоянным, что трудно понять. Как показали Андраде и Роско⁴⁶, возможно, что все металлы подчиняются линейному закону упрочнения. Для гексагональных металлов характерно, что число полос

скольжения постоянно при пластическом течении, в то время как в алюминии непрерывно образуются полосы скольжения, расстояние между которыми примерно обратно пропорционально напряжению. Если предположить, что внутри полос скольжения действует основной линейный закон упрочнения, то легко показать, что это приведёт к линейной кривой напряжение — деформация для гексагональных металлов и параболической кривой для алюминия.

Несколько другая картина упрочнения при деформации была введена Бургерсом⁴⁷ и развита Кохендерфером⁴⁸ и Лаурентом⁴⁹. Рассматривается, что зацепления образуются совместным действием напряжения и теплового движения в местах дефектов, вызывающих местные увеличения напряжения. Наиболее вероятными местами предполагаются границы кристаллов. Зацепления, создаваемые в этих местах, распространяются в кристалле, пока не встретят препятствий, где они собираются и, согласно Бургерсу, вызывают поворот кристаллитов.

Предполагается также, что эти зацепления в совокупности образуют поле напряжения, которое нейтрализует местное напряжение около дефектов и затрудняет дальнейшее образование зацеплений; на этом основано объяснение упрочнения при деформации. Кохендерфер развил эту идею, предполагая, что границы кристаллитов помимо источника зацеплений являются также препятствием для зацеплений и только благодаря тепловому движению зацепление, удерживаемое у границы, переходит её и уничтожается.

Таким образом, удаётся ввести динамику в теорию и обсудить влияние температуры и скорости деформирования на кривую напряжение — деформация. Несмотря на то, что уравнения течения, выведенные на основе этих соображений, могут быть приведены в согласие с некоторыми опытными фактами, довольно большое число введённых здесь допущений делает эту теорию не вполне убедительной.

Третье приближение к проблеме упрочнения при деформации было сделано Бреггом^{23, 43, 50}, исследовавшим вопрос, повышается ли энергия деформации в кристалле при скольжении или уменьшается.

Рассмотрим квадратный кристалл $ABCD$ со сторонами t (рис. 19), сдвигаемый на величину γ напряжением σ ; кристалл закреплён в этом положении $AB'C'D$ внешними усилиями в A , B' , C' и D . Далее, если происходит скольжение на предельно

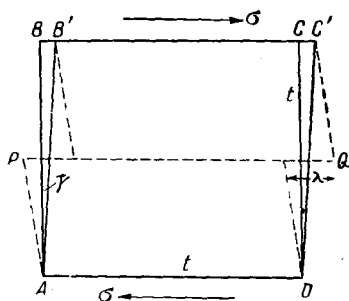


Рис. 19. Сдвиг в кристаллите (по Бреггу).

малую величину λ вдоль PQ , конфигурация кристалла принимает форму, очерченную пунктирной линией. Брегга интересовал вопрос, возрастает или уменьшается энергия деформации после этого элементарного скольжения, по сравнению с энергией до скольжения; если энергия больше, то скольжение неустойчиво и не может произойти. Предполагается, что скольжение происходит, если энергия деформации понижается; при этом подразумевается, что большая энергия активации, необходимая для начального скольжения, каким-либо образом будет превзойдена. Из рис. 19 ясно, что если сдвиг γ мал, т. е. $BB' \ll \lambda$, кристалл будет значительно больше деформирован после скольжения, чем до него, и скольжение не будет устойчивым. Когда $BB' \geq \frac{\lambda}{2}$, энергия деформации в кристалле уменьшится. Условие стабильности является, следовательно, условие $BB' = \frac{\lambda}{2}$, а так как $BB' = \gamma t$ и $\sigma = G\gamma$, соответствующее критическое напряжение сдвига есть

$$\sigma = \frac{G\lambda}{2t}. \quad (24)$$

Если попытаться сравнить это условие уменьшения энергии напряжения с условием для скольжения, тогда уравнение (24) будет определять точку предела текучести. Важной величиной является размер кристалла t . По рентгеновским данным⁵¹, в труднообрабатываемых металлах с высокой точкой плавления t равно около 10^{-5} см. Приняв прежние значения для G и λ , получим $\sigma \cong 5 \text{ кг/мм}^2$, что несколько мало для труднообрабатываемого металла, хотя имеет правильный порядок величины.

Как показал Брегг, при этой простой трактовке пренебрегается тем, что кристаллит, находящийся в матрице, образованной из других кристаллитов, должен приспособляться к своим соседям. Это означает, что в действительности кристаллит не удерживается вдоль DA и $B'C'$ жесткими связями, так как он находится в упругой и, следовательно, деформируемой среде. Следовательно, локализованное скольжение должно создавать два дефекта P и Q на концах плоскости скольжения, — этими дефектами являются, безусловно, зацепления. Пересматривая вопрос с этой точки зрения, приходим к заключению, что только часть, расположенная вблизи границы, ограничивает область скольжения до интервала с расстоянием t в направлении скольжения и что за исключением дефектов около P и Q условия вдоль границы кристаллита не связаны с этим вопросом, так как, в общем, упругие свойства среды с каждой стороны одинаковы. В двух измерениях вопрос заключается, следовательно, в обра-

зовании в кристаллите пары зацеплений, составляющие которой двигаются в противоположных направлениях вдоль плоскости скольжения до тех пор, пока они не задерживаются около границ кристаллита. Вопрос устойчивости пары зацеплений в одной и той же плоскости скольжения рассматривался уже раньше; тогда было показано, что скольжение становится устойчивым, когда достигнуто критическое расстояние, разделяющее зацепления; это расстояние определяется равновесием внешней силы и силы притяжения между зацеплениями. Из табл. I мы видим, что для $t = 10^{-5}$ см минимум напряжения сдвига для устойчивого скольжения $\sigma = 2,5 \text{ кг мм}^{-2}$, что не сильно отличается от значения, даваемого простой теорией^{*)}. Здесь были использованы различные условия устойчивости скольжения Брега²³; если предположить, что скольжение неустойчиво до тех пор, пока энергия в конце процесса скольжения меньше, чем вначале, тогда минимум напряжения сдвига увеличивается на множитель порядка десяти.

Трудностью для теории является вопрос, как может быть приобретена столь большая энергия активации для возникновения скольжения, если тепловые флуктуации недостаточно велики. Необходимо предположить, что скольжение начинается в слабых местах, где нет необходимости прикладывать большую энергию, какая требуется для создания зацепления в неискажённой решётке. Брегг предположил, что этими слабыми местами могут быть зацепления, удерживаемые границами кристаллитов. Этот вопрос, однако, относится к общей теории зацеплений и будет обсуждаться ниже.

Брегг установил также дальнейшую связь между кристаллитами и зацеплениями в обработанных металлах⁴³. Предполагая, что все зацепления, образовавшиеся в процессе холодной обработки, сосредоточены в поверхностях перехода между кристаллитами и что размер кристаллита 10^{-5} см, можно показать, что на каждые 2,5 атомного расстояния вдоль поверхностей перехода приходится одно зацепление. В двумерной модели это даёт разницу в ориентировке соседних кристаллитов на 30° , что является максимально возможным для плотно упакованных кристаллических структур, имеющих 60° -ную симметрию. Если, следовательно, имеется кристаллит, размером не превышающий предельный размер в 10^{-5} см, как предположил Вуд^{51, 52}, то можно объяснить верхние пределы плотности зацеплений и энергии холодной обработки, так как переходные поверхности предельно насыщены зацеплениями. Однако аргумент Тейлора, объясняющий сопротив-

*) Надо отметить, что здесь нет случайного совпадения. Как уравнение (24), так и уравнение, по которому составлена табл. I, определяют текучесть как наибольшее кратное от t .

ление упрочнённых металлов как результат более тесного сближения зацеплений и приводящий, независимо от рассмотрения энергии, к значению плотности 10^{13} см^{-2} , показывает, что зацепления упакованы, по крайней мере, квазипорядочно и не все сосредоточены на поверхностях перехода.

СТАРЕНИЕ И ОТЖИГ ОБРАБОТАННЫХ МЕТАЛЛОВ

Как было показано в предыдущем разделе, холоднообработанный металл находится в термодинамически неустойчивом состоянии, так как содержит большое число зацеплений. Таким образом, последовательная теория должна объяснить самопроизвольные изменения, происходящие при отжиге после холодной обработки, с точки зрения процессов, связанных с этими зацеплениями. Возможны два таких процесса — каждый из них приводит к уменьшению свободной энергии, — (а) скопление растворённых атомов вокруг зацеплений (этот вопрос уже обсуждался) и (б) перемещение и растворение зацеплений. На практике могут наблюдаться три типа изменений при отжиге обработанного металла: деформационное старение, возврат (отдых) и рекристаллизация, хотя во многих случаях одно или два из первых двух могут или отсутствовать или перекрываться рекристаллизацией.

Деформационным старением называют повышение твёрдости, вызываемое иногда отжигом при температурах ниже той области, в которой преобладает возврат и рекристаллизация. В железе этот процесс сопровождается восстановлением предела текучести и был объяснён ранее сегрегацией атомов углерода вокруг зацеплений. Очень схожий эффект термического упрочнения, обнаруженный Орованом⁵⁷ в кристаллах цинка, а также наблюдаемый в кадмии⁵³, можно объяснить таким же образом. Некоторые другие изменения, происходящие при низкотемпературном отжиге, являются различными проявлениями одного и того же общего процесса. Свежеобработанный металл обнаруживает некоторые «неупругие» свойства⁵⁴, из которых наиболее важными являются высокое внутреннее трение⁵⁵ и малая пластичность при напряжениях, лежащих ниже нормального предела текучести⁵⁶. Зинер⁵⁴ приписал это движению зацеплений в плоскостях скольжения обработанного материала. Это объяснение разумно, так как местное перераспределение зацеплений может произойти под действием весьма малых напряжений, даже если требуются большие напряжения для преодоления сил взаимодействия между соседними зацеплениями и создания значительного пластического течения. Низкотемпературный отжиг сильно уменьшает внутреннее трение и вызывает возврат к истинно упругому состоянию. Объяснение этого явления, с точки зрения удерживания зацеплений атмосферами растворённых атомов, согласуется с наблюдениями

Рида и Тиндаля⁵⁷ над высокой чувствительностью к загрязнениям неупругих эффектов в кристаллах цинка.

При несколько более высоких температурах отжига, чем это требуется для деформационного старения, обработанный металл разупрочняется в процессах возврата и рекристаллизации. Возврат происходит при более низких температурах, чем рекристаллизация, вызывает частичное разупрочнение и не сопровождается видимыми изменениями микроструктуры материала. Рекристаллизация может вызвать полное разупрочнение и связана с зарождением новых, неискажённых кристаллических зёрен, которые растут за счёт окружающего деформированного материала и поедания друг друга. Следовательно, рекристаллизация завершается, когда весь материал состоит из новых зёрен, хотя последовательность изменений, имеющая место при отжиге обработанного металла, может быть не законченной, так как может продолжаться рост зёрен. С точки зрения теории зацеплений, естественно объяснить эти процессы термического разупрочнения движением и растворением зацеплений. Как мы уже видели, некоторое обоснование такого взгляда даётся в работе Кана по полигонизации⁵⁸. Большая чувствительность термического разупрочнения к присутствию малых следов загрязнений^{58, 59} согласуется с представлениями о зацеплениях, так как малое количество растворённого вещества может благодаря образованию атмосферы значительно уменьшить подвижность зацеплений.

Термическое разупрочнение обсуждалось с точки зрения зацеплений многими авторами^{6, 19, 42} и рассматривалось более подробно Бургерсом⁶⁰. Бургерс исходил из картины холоднообработанного состояния, сходной с картиной, предложенной Бреггом, т. е. из совокупности кристаллитов, упруго деформированных внутренними напряжениями, соединённых переходными, состоящими из зацеплений, поверхностями. Необходимо, однако, допустить, что некоторые зацепления могут также существовать внутри кристаллитов. Помимо ранее рассмотренных простых типов переходных поверхностей, Бургерс рассматривает также более сложные поверхности шириной в несколько атомов, в которых существует расположение зацеплений, как на рис. 18.

В этом случае переходные слои содержат зацепления противоположного знака, а различие в ориентировке между соседними кристаллитами неизбежно приводит к преобладанию зацеплений одного знака.

Рассматриваются два процесса разупрочнения. В первом, обусловленном возвратом, уменьшение числа зацеплений по границам имеет место без всяких смещений границ в целом или без какого-либо поворота соседних кристаллитов относительно друг друга. Последнее условие приводит к тому, что зацепления удаляются от границы парами противоположного знака; Бургерс

предложил два возможных способа осуществления этого. Если зацепления противоположного знака находятся в одной и той же плоскости скольжения, они могут двигаться вместе и уничтожать друг друга. Если они не находятся в одной плоскости, то при благоприятных обстоятельствах способны смещаться вдоль соответствующих плоскостей скольжения в примыкающие к ним кристаллиты под действием местных внутренних напряжений, которые могут возникнуть в результате растворения и перераспределения близлежащих зацеплений. Этот механизм трудно понять, когда зацепления тесно примыкают друг к другу, так как тогда силы взаимодействия очень велики. Нужно, следовательно, ожидать, что зацепления в одной плоскости уничтожают друг друга почти мгновенно, не нуждаясь для этого в тепловых колебаниях; зацепления, находящиеся на ближайших плоскостях, образуют узел, в котором они связаны столь крепко, что не могут быть разъединены внутренними напряжениями. Бургерс указал, однако, что другие близлежащие зацепления могут заметно воздействовать на указанные процессы. Возможный механизм растворения узла вытекает из того, что геометрическое вставление или удаление части атомной плоскости, связывающей два зацепления, приводит к правильной кристаллической структуре. Если зацепления расположены своими сжатыми сторонами внутрь, то часть плоскости надо удалить, и наоборот. Так как зацепления в туго связанном узле удалены только на несколько атомов, то возможно достигнуть нужного результата за достаточно короткое время благодаря переносу атомов путём их перемещения в область или из области между зацеплениями. Келер¹⁹ рассматривал процесс, который может вызвать возврат в результате растворения одиночных зацеплений. Он показал, что неизбежным следствием теории упругости является то, что зацепление вблизи свободной поверхности должно испытывать силу изображения*), эквивалентную силе, возникающей в результате существования зацепления обратного знака на равном расстоянии на противоположной стороне поверхности. Под действием этой силы изображения зацепление может перемещаться к свободной поверхности и уничтожаться.

Каков бы ни был механизм процесса растворения пар зацеплений, он неспособен полностью устранить действие холодной обработки, так как растворение должно прекратиться, когда каждая переходная поверхность целиком состоит из зацеплений одного знака и ни одного зацепления не содержится внутри кристаллитов. Возврат рассматривается как завершение этой стадии и дальнейшее изменение должно протекать в результате

*) Аналогично, силой изображения в электростатике характеризуется взаимодействие электрического заряда и проводника в виде полупространства. (Прим. ред.)

другого процесса. Характерным признаком рекристаллизации является рост кристалла; Бургерс, учитывая это, привлекает предложенный Бреггом²⁶ механизм процесса, в котором переходная поверхность перемещается как целое вследствие одновременного движения всех составляющих её зацеплений вдоль соответствующих плоскостей скольжения. В результате этого процесса один кристаллит увеличивается за счёт другого, что приводит к росту кристалла. Это может иметь место, когда результирующее внутреннее напряжение, действующее в направлении скольжения, достигнет определённого значения. Для получения систематического перемещения переходной поверхности необходимо, чтобы состояние напряжений в примыкающих кристаллитах было различным; довольно трудно усмотреть, как это условие сохраняется при непрерывном росте кристалла. На рис. 20 показаны, по Бургерсу, условия, при которых кристаллит может действовать как зародыш рекристаллизации. Здесь средний кристаллит находится в точке перегиба изогнутой области решётки, и поэтому внутренние напряжения в нём невелики. Так как он менее деформирован, чем его соседи, можно ожидать, что он будет расти за их счёт.

Сенди, Мей и Бургерс⁶¹ описывают одно явление, способствующее росту кристалла и подтверждающее эти представления.

Анализ формы кристаллов, выросших в рекристаллизованных пластинках алюминия, показал, что некоторые кристаллы не начинают расти до тех пор, пока другие кристаллы, уже растущие, не достигнут их зародышей и не стимулируют их активность. Это явление, повидимому, объясняет наблюдение Андерсона и Мейля⁶³ относительно увеличения скорости образования зародышей в рекристаллизованном алюминии с увеличением времени.

Весьма интересно, что стимулирующие и стимулированные кристаллы всегда ориентированы так, что имеют общую плоскость скольжения (111) и направление скольжения [110] в этой плоскости. Бургерс предполагает, что когда растущий кристалл достигает кристаллита с параллельным расположением элементов скольжения, зацепления, задержанные в кристаллите, «разряжаются» внутри кристалла, освобождая, таким образом, кристаллит от внутренних напряжений, и побуждают его к росту так, как это показано на рис. 20.

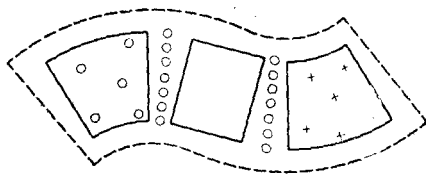


Рис. 20. Кристаллиты, соединённые в деформированном кристалле. Средний кристаллит не напряжён и может служить зародышем рекристаллизации (по Бургерсу).

ГИБКИЕ ЗАЦЕПЛЕНИЯ И ДИСПЕРСИОННОЕ ТВЕРДЕНИЕ

Хорошо известно, что свежезакалённый сплав в виде пересыщенного твёрдого раствора является мягким и что он твердеет, если вызвать его распад. Если старение продолжается, размер выпавших частиц становится больше и происходит разупрочнение (сверхстарение). Таким образом, предел текучести сплава есть функция дисперсности частиц в материале, как это показано на рис. 21. На этой диаграмме Λ_0 есть среднее расстояние между соседними частицами в свежезакалённом сплаве; частицами в этом случае являются отдельные растворённые атомы и Λ_0 для сплавов типичного состава равно примерно трём межатомным расстояниям. Максимум твёрдости имеет место при критическом разме-

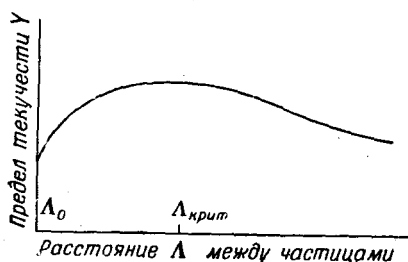


Рис. 21. Изменение предела текучести при дисперсионном твердении сплава в зависимости от расстояния Λ между частицами.

ре дисперсности $\Lambda_{\text{крит}}$, который, как показано экспериментально⁶⁴, составляет примерно от 25 до 50 межатомных расстояний. При сверхстарении степень дисперсности такова, что отдельные частицы обнаруживаются микроскопически, так что Λ в области размягчения имеет размер порядка 1000 расстояний и больше.

Теория дисперсионного твердения на основе зацеплений была развита Моттом и

Набарро^{65, 66, 67, 14}. В их первых работах⁶⁵ были высказаны две идеи, являющиеся основой для последующего развития теории:

1. Включение частиц в матрицу растворителя является причиной возникновения внутренних напряжений. В твёрдом растворе искажение определяется параметром ϵ , который измеряется разностью атомных радиусов растворителя и растворимого r_a и $r_a(1 + \epsilon)$, соответственно. При выделении растворённые атомы группируются вместе, образуя большие частицы; однако степень искажения остаётся неизменной, так как сферическая область, содержащая N атомных мест, изменяет свой радиус от R до $R(1 + \epsilon)$, когда атомы растворителя замещаются в своих положениях атомами растворённого вещества.

2. Причиной твердения является сопротивление, оказываемое этими внутренними напряжениями прохождению зацеплений. Движение зацеплений должно натолкнуться на такие области решётки, где местное напряжение противодействует внешнему напряжению. Для продолжения движения должны быть превзойдены внутренние напряжения; предполагается, что критерием этого является достижение внешним напряжением средней величины внутренних напряжений.

Мотт и Набарро показали, что это условие для текучести определяет порядок величины предела текучести в виде

$$\Gamma = E\epsilon f, \quad (25)$$

где E — модуль упругого растяжения для матрицы и f — отношение общего объёма частиц к объёму матрицы. Важная особенность этого результата состоит в том, что здесь предсказана независимость предела текучести от расстояния между частицами Δ и зависимость только от величины f — общего количества вещества, вызывающего внутренние напряжения. Это обусловлено неизменностью степени искажения в течение распада. Расчёты на основании теории упругости показывают, что интенсивность внутренних напряжений зависит от ϵ , но не от Δ , так что распад повышает длину волны напряжений, но не их амплитуду.

Таким образом, можно ожидать, что растворённые атомы способствуют эффекту упрочнения для всех состояний дисперсности в сплаве. Однако из других соображений предполагается, что внутренние напряжения почти не вызывают никакого упрочняющего эффекта. Если рассматривать зацепление как жёсткую линейную прерывность длины L , где $L \gg \Delta$, тогда вдоль его длины произвольно располагаются $\frac{L}{\Delta}$ местных полей внутренних напряжений, некоторые из которых содействуют продвижению зацеплений, а другие препятствуют им. В первом приближении эти произвольно чередующиеся силы, действующие на зацепления, уничтожаются, так что результирующий эффект равен нулю и не происходит никакого упрочнения.

Ключом к решению вопроса и устранению трудностей является важная высказанная впоследствии мысль^{63, 67}, что зацепление не представляет собой жёсткой прерывности, а является гибким с макроскопической точки зрения, т. е. по сравнению с размерами порядка атомных, длинное зацепление может рассматриваться как плавно изогнутая прерывность, лежащая в плоскости скольжения, кривизна её вызвана полями напряжений. Рассмотрим элемент длины такого зацепления в области, где местное напряжение σ_l . Сила, действующая на него, равна $\sigma_l \Delta$; это значит, что благодаря напряжению элемент имеет потенциальную энергию $V(x) = \int \sigma_l \Delta dx$, где x определяет положение элемента в направлении скольжения относительно местного поля напряжений. Следовательно, можно указать потенциальную энергию зацепления во всех точках плоскости скольжения; полученная диаграмма представляет собой контурную карту хаотично распределённых пиков и впадин потенциала в плоскости скольжения, соответствующих местным полям напряжений, как показано на рис. 22. На этой диаграмме кружки охватывают области, в которых зацепление имеет большую энергию. В устойчивой конфигурации эти области изгибаются и за-

цепление лежит вдоль впадин, как указано штриховой линией. Если зацепление идеально гибко, оно всегда будет полностью закручиваться вокруг вершин. В действительности это не так и, если вершины и впадины чередуются очень часто, зацепление не может следовать по круто изогнутым линиям и должно принять форму, показанную на рис. 22, б. Это объясняется тем, что с увеличением числа петель зацепления удлиняются, так что их энергия, связанная с их полем напряжений, возрастает. Мотт и Набарро¹⁴ показали, что энергия зацепления примерно равна Gd^3 на атомную плоскость, где G — модуль сдвига и d — межатомное расстояние; эта энергия — порядка нескольких электрон-вольт. В результате этого можно представить, что зацепление имеет напряжение

$$T = Gd^3, \quad (26)$$

действующее вдоль его длины и стремящееся его сократить. Здесь имеется аналогия с одномерной мыльной плёнкой. Можно пока-

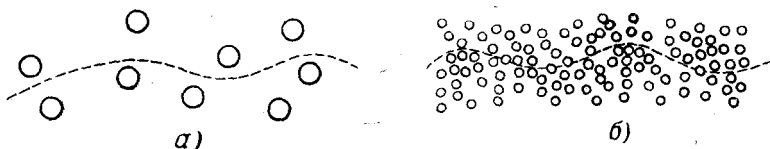


Рис. 22. Гибкие зацепления в поле внутренних напряжений. Плоскость скольжения соответствует плоскости чертежа. Зацепления отмечены штриховыми линиями; кружками отмечены области с высокой потенциальной энергией.

зать, что форма гибкого зацепления в поле внутренних напряжений определяется выражением

$$\frac{T}{\rho} = \sigma_i d, \quad (27)$$

где ρ — местное значение радиуса кривизны линии зацепления в области с внутренним напряжением σ_i . Исключая T , получим:

$$\rho = \frac{Gd}{\sigma_i}, \quad (28)$$

так что радиус кривизны в межатомных расстояниях равен отношению модуля сдвига к величине внутреннего напряжения.

Сравним теперь ρ с Λ — расстоянием между центрами напряжений. Ясно, что если $\Lambda > \rho$, зацепление может следовать очертаниям поля напряжения и конфигурация подобна изображённой на рис. 22, а. В этом случае зацепление образует петли с длиной волны и амплитудой порядка Λ и, так как при таком радиусе кривизны она вполне гибка, каждая петля действует более или менее независимо друг от друга. Следовательно, чтобы вызвать скольжение, каждая петля должна быть перетянута через потенциальную

вершину без помощи других частей зацепления. Для выполнения этого внешние напряжения должны превосходить σ_i и сплав будет твёрдым (случай сверхстарения, когда $\Lambda \gg \rho$, обсуждается ниже). С другой стороны, если $\Lambda < \rho$, зацепление не может следовать за всеми изменениями в поле напряжений и должно иметь вид, как на рис. 22, б. Это является приближением к случаю жёсткого зацепления, для которого внутренние напряжения уравниваются и не вызывают упрочнения. Ясно, что этот пример подобен случаю свежезакалённого твёрдого сплава, в котором Λ — порядка нескольких межатомных расстояний. Для того чтобы кривизна зацепления достигла этой величины, внутренние напряжения должны быть такого же порядка, что и модуль сдвига, тогда как в действительности напряжения вокруг растворённого атома не могут заметно превосходить $\frac{G}{100}$. Таким образом, мы получили основу для понимания причины упрочнения сплава, когда он изменяется, переходя из состояния, показанного на рис. 22, б, к состоянию рис. 22, а. Это упрочнение должно полностью завершиться, когда частицы вырастут до размера $\Lambda = \rho$, являющегося критическим размером дисперсности $\Lambda_{\text{крит}}$. Для определения этой величины необходимо знание σ_i . Из теории известно, что σ_i должно быть почти таким же, как и предел текучести Γ для полностью закалённого сплава. Экспериментально Γ в этом случае составляет около $\frac{G}{100}$, откуда мы находим, что $\Lambda_{\text{крит}}$ должно быть порядка 100 межатомных расстояний. Это находится в прекрасном согласии с экспериментальными данными Гинье⁶⁴.

Согласно теории, предел текучести повышается пропорционально $\Lambda^{1/2}$, когда сплав переходит из свежезакалённого состояния к состоянию полного упрочнения. Рассмотрим зацепление длины $L \gg \Lambda$. Оно разделено внутренним полем напряжений на $\frac{L}{\Lambda}$ элементов, в каждом из них напряжение σ_i , а знак σ_i меняется произвольно от одного элемента к другому. Следовательно, зацепление подвержено действию $\frac{L}{\Lambda}$ неупорядоченных положительных и отрицательных сил, величина каждой из которых $\sigma_i \Lambda$. Из статистической теории хорошо известно, что вероятное среднее значение n неупорядоченных положительных и отрицательных одинаковых воздействий равно $n^{1/2}$, умноженному на величину одного воздействия. Таким образом, результирующая сила на длину L в среднем равна $\sigma_i \Lambda \left(\frac{L}{\Lambda} \right)^{1/2}$, что соответствует среднему напряжению сдвига $\sigma_i \left(\frac{\Lambda}{L} \right)^{1/2}$. Результирующее внутреннее напряжение (и, следовательно, предел текучести) растёт, таким образом, как $\Lambda^{1/2}$.

Механизм разупрочнения при сверхстарении рассматривался Орованом⁶⁸, который показал, что он может быть объяснён как необходимое следствие из представления о гибком зацеплении. Рассмотрим на рис. 23 линейное зацепление, удерживаемое широкими областями с высокой потенциальной энергией. Под действием внешнего напряжения зацепление искривляется внутрь областей между препятствиями (линия *A*) и это искривление увеличивается по мере увеличения приложенного напряжения (*B*). В конце концов, зацепление разрывается препятствиями (*C*), оставляя их окружёнными маленькими петлями зацеплений. Напряжение текучести тогда такое, какое необходимо для проталкивания линии зацеп-

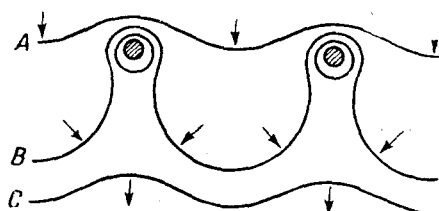


Рис. 23. Прохождение зацеплений сквозь широко расставленные препятствия (по Оровану).

ления через ряд препятствий с расстоянием Λ ; для достижения этого зацепление должно быть превращено в петли с радиусом кривизны примерно $\frac{\Lambda}{2}$. Напряжение сдвига, необходимое для выгибания зацепления до такой кривизны, даётся уравнением (28) в виде

$$\Gamma = \frac{2 G d}{\Lambda}, \quad (29)$$

так что в области сверхстарения предел текучести должен убывать обратно пропорционально Λ .

Дополнительный эффект, который следует принять во внимание, обусловлен давлением зацеплений, задерживаемых препятствиями. Мы уже видели, что зацепление, которое удерживается в равновесии с препятствием, под действием давления $n - 1$ других зацеплений, находящихся позади, подвержено уравнивающим силам, эквивалентным местному напряжению, которое в n раз больше величины внешнего напряжения. Можно, следовательно, ожидать, что при образовании достаточного числа зацеплений в плоскости скольжения любое препятствие может быть обойдено при произвольно малой внешней силе. Это справедливо только в случае, если плоскость скольжения неограниченно распространяется сзади препятствия, в котором могут быть сосредоточены зацепления. В действительности новые препятствия возникают на расстояниях Λ в плоскости и давление, оказываемое на зацепление вблизи препятствия, зависит от того, сколько зацеплений может сосредоточиться внутри такого расстояния. С увеличением Λ скопится больше зацеплений; это значит, что большее давление может действовать на зацепление, проталкивая его в область между препятствиями. Таким образом, увеличение Λ не только облег-

чает прохождение зацеплений через препятствия, но также позволяет достигнуть большего давления, при заданном внешнем напряжении, для их проталкивания.

Мотт и Набарро недавно развили свою теорию, приняв во внимание тепловые флуктуации, способствующие образованию петель зацеплений вокруг вершин потенциальной энергии в плоскости скольжения¹⁴. В полностью упрочнённом сплаве петля длиной Λ в отсутствие внешнего напряжения преодолевает потенциальный барьер $\int \sigma_i(x) \lambda \Lambda dx$, где $\sigma(x)$ — среднее напряжение вдоль петли, когда последняя смещена на расстояние x от положения впадины. Расстояние, которое должна пройти петля, прежде чем достигнуть следующей впадины, порядка Λ ; предполагая, что внутреннее напряжение меняется в этой области синусоидально, мы можем принять $\sigma_i(x) = \sigma_i \sin\left(\frac{2\pi x}{\Lambda}\right)$. Интегрирование по x даёт потенциальную энергию вершины

$$\sigma_i \lambda \Lambda^2 \pi. \quad (30)$$

Если принять $\tau_i = \frac{G}{100}$, $\Lambda = 100$, $\lambda = d$ и $Gd^2 = 5 \text{ эв}$, то энергетический барьер составляет от 50 до 200 эв. Тогда никакие тепловые флуктуации не способны создать такую энергию активации. Достаточно часто при комнатной температуре они могут обеспечить энергию только около одного электрон-вольта и менее. Ясно, что внешнее напряжение σ , почти равное σ_i , должно быть приложено для того, чтобы барьер понизился до этой величины и это привело бы к тому, что предел текучести почти не должен зависеть от температуры опыта. Хотя до сих пор не была сделана специальная опытная проверка этого предположения на упрочнённых при дисперсионном твердении сплавах, тот факт, что наблюдается большая температурная зависимость во многих отождённых металлах и монокристаллах, не является обескураживающим. Мотт и Набарро пришли к заключению, что могут оказывать действие некоторые дополнительные факторы, например температурная зависимость σ_i .

Предполагая, что течение происходит, когда внешнее напряжение σ почти равно σ_i , находим энергию активации для движения петли зацепления от одной впадины к другой:

$$U(\tau_i) = 0,15 \sigma_i d \Lambda^2 \left(1 - \frac{\sigma}{\sigma_i}\right)^{3/2}, \quad (31)$$

и по крайней мере для дисперсного твердения это может заменить хорошо известную формулу Беккера-Орована для энергии активации:

$$U(\sigma_i) = \frac{f v (\sigma_i - \sigma)^2}{2 G_j}, \quad (32)$$

где v — объём, в котором имеет место тепловая флуктуация, вызвавшая скольжение. Экспериментально различие между этими формулами должно быть установлено на основе их различной зависимости от σ_i ; имеющиеся данные, однако, недостаточно точны для этой цели.

НЕУСТАНОВИВШАЯСЯ ПОЛЗУЧЕСТЬ

Помимо микроползучести известны ещё два главных вида ползучести: неустановившаяся и квазивязкая ползучесть. Неустановившаяся ползучесть происходит в металле, нагружённом за его пределом текучести. После начального мгновенного растяжения нагружённый образец продолжает растягиваться при постоянном напряжении; пластическая деформация γ возрастает по закону:

$$\gamma = \beta t^{1/3}, \quad (33)$$

где t — время и β — коэффициент текучести. Начальная быстрая неустановившаяся ползучесть затемняет другие процессы ползучести, но с течением времени она замедляется и в большинстве случаев обнаруживается второй процесс, происходящий одновременно и подчиняющийся соотношению

$$\gamma = kt, \quad (34)$$

где k — есть коэффициент течения. Это — квазивязкая ползучесть. Эти законы были впервые установлены Андраде⁶⁹ на поликристаллических металлах и впоследствии подтверждены на кристаллах цинка⁷⁰ и алюминия⁷¹. Ряд экспериментальных фактов показывает, что эти два течения совершенно различны. Так квазивязкая ползучесть сильно зависит от температуры и исчезает при низких температурах, в то время как неустановившаяся ползучесть может быть весьма быстрой при предельно низких температурах.

Квазивязкая ползучесть ещё не полностью понята^{42, 71} и, вероятно, что в разных случаях механизм этого процесса различен. В поликристаллических металлах она обычно вызывается движениями у границ или вблизи зёрен²⁹, а в монокристаллах, вероятно, связана с движениями в плоскостях скольжения, где предшествовавшее течение вызвало некоторый беспорядок в расположении атомов⁷³. Зейц и Рид⁴³ и Кауцман⁷³ рассмотрели некоторые возможные процессы на основе зацеплений, которые могут привести к квазивязкой ползучести.

В последнее время интерес исследователей сосредоточился на неустановившейся ползучести и начала создаваться теория, основанная на двух важных особенностях этого вида течения. Имеется быстрое кристаллографическое течение, связанное с мгновенной пластической деформацией, происходящей при нагружении, и, следовательно, почти наверняка вызванное быстрыми зацеплениями. Тот факт, что начальная скорость течения очень велика даже при самых низких температурах опыта, означает, что энергия

активации, требуемая для движения зацеплений, исчезающе мала в начале неустановившейся ползучести.

Вероятность того, что петля зацепления проскочит через область неблагоприятного напряжения в единицу времени, может быть записана в виде

$$\alpha = \nu e^{-U(\sigma_i)/kT}, \quad (35)$$

где $U(\sigma_i)$ — энергия активации для скачка — даётся или уравнением (31) или (32), ν — частота колебаний зацепления в потенциальной яме. Мотт и Набарро¹⁴ показали, что ν равно около 10^8 сек^{-1} . Орован⁷¹ дал истолкование неустановившейся ползучести с этой точки зрения и обосновал свое предположение тем, что ниже области температур разупрочнения характер пластичности металла определяется кривой напряжение — деформация, которая является выражением структурного упрочнения при деформации, т. е. последовательного увеличения внутреннего

напряжения σ_i под действием деформации. Следовательно, на рис. 24 приложение напряжения σ вызывает мгновенную деформацию OA и в точке P внешнее и внутреннее напряжения σ и σ_i равны. При 0° К не должно происходить дальнейшего течения, так как за этой точкой $\sigma_i > \sigma$, но при более высоких температурах, флуктуации тепловых на-

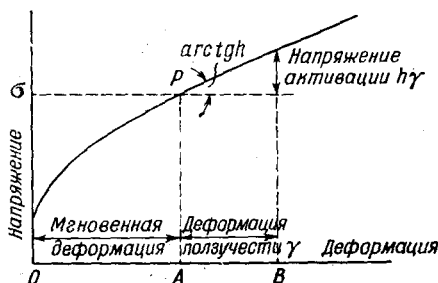


Рис. 24. Объяснение неустановившейся ползучести из кривой напряжение — деформация (по Оровану).

пряжений могут перекрыть разность $\Delta\sigma$ между σ_i и σ , позволяя, таким образом, течению продолжаться при постоянном напряжении. Сначала, так как $\Delta\sigma$ исчезающе мало, достаточно весьма малых флуктуаций, чтобы возникло быстрое течение даже при очень низких температурах. Это постоянное деформирование приводит к повышению $\Delta\sigma$, и следующие флуктуации должны перекрыть все более расширяющийся разрыв между σ_i и σ . Благоприятные флуктуации встречаются, таким образом, реже и ползучесть замедляется. Если мы напомним $\Delta\sigma = h\gamma$, где деформация ползучести γ измерена от точки A (рис. 24), и если предположим, что каждая флуктуация создаёт одинаковое приращение деформации, тогда скорость ползучести, как можно показать^{71, 14}, будет:

$$\frac{d\gamma}{dt} = \text{const } e^{-\gamma h^2 \gamma^2 / 2 G k T}. \quad (36)$$

Выражение (36) получено с использованием формулы (32). Используя формулу (31), получим аналогичное выражение с $\gamma^{3/2}$ вместо γ^2 .

Уравнение (36) даёт течение, начинающееся от точки P и только с конечной скоростью; это находится в противоречии с тем фактом, что имеет место непрерывный переход мгновенного расширения к неустановившемуся течению. Для преодоления этой трудности Орован предположил, что когда Δz мало, движение одного зацепления приводит в движение другие, вызывая общее приращение сдвига, пропорциональное $1/\gamma^2$. При этом допущении он получил формулу для ползучести

$$\frac{d\gamma}{dt} = \frac{\text{const}}{\gamma^2} e^{-\nu h^2 \gamma^2 / 2 G k T}. \quad (37)$$

В начальный период ползучести приближённо $d\gamma/dt = \text{const}/\gamma^2$, интегрирование этого приводит к формуле $\gamma = \beta t^{1/3}$.

В теории Орована принято, что в любой точке кривой деформация — напряжение только одно значение σ_i является действенным и что структурное упрочнение происходит в течение неустановившейся ползучести, т. е. σ_i увеличивается по мере увеличения γ . Мотт и Набарро¹⁴ и Смит⁷⁴ развили несколько иную картину процесса, в которой нет предположения об единственности значения σ_i . Если имеется некоторая область внутренних напряжений, тогда в какой-то момент некоторые зацепления будут находиться в положениях, где σ_i мало, и могут легко двигаться, в то время как другие будут встречать большие барьеры напряжений и для их движения требуются большие тепловые флуктуации. Слабо связанные зацепления будут, очевидно, двигаться первыми и, если они будут продолжать свое движение до тех пор, пока не будут остановлены в местах, где σ_i велико, ползучесть будет постепенно уменьшаться вследствие истощания слабо связанных зацеплений.

Следовательно, этот механизм приводит к уменьшению скорости ползучести, не требуя увеличения σ_i , т. е. без структурного упрочнения при деформации, и соответственно этому назван упрочнением истощения. Если предположить, что в течение неустановившейся ползучести не происходит никакого структурного упрочнения, то можно показать, что упрочнение вследствие истощения приводит к соотношению деформация — время типа

$$\gamma = \text{const} \{ \lg(\nu t) \}^x, \quad (38)$$

где ν — около 10^8 сек^{-1} и x меняется в разных теориях от $2/3$ по Мотту и Набарро до единицы по Смиту. Кривая ползучести принимает вид, подобный кривой $t^{1/3}$, и из неё следует большая начальная скорость текучести без введения предположения о том,

что движение одного зацепления даёт начало процессу скольжения, вызывающему приращение, пропорциональное $1/\gamma^2$.

Для теории истощения характерно, что растяжение, имеющее место в первые несколько секунд, должно быть велико по сравнению с последующим растяжением. Так, для $t = 1$ сек. множитель $\{I_g(vt)\}^{3/2}$ — порядка 7, в то время как для $t = 10^6$ сек., т. е. около десяти дней, он только около 10. Так как всё течение, происходящее в первую секунду, может рассматриваться как мгновенное, мгновенная деформация всегда должна превышать неустановившуюся деформацию для разумного времени опыта. В действительности обычно наблюдается обратное, и следовательно, представление об упорядочении истощения не может быть полностью принято для неустановившейся ползучести. Ясно, что должно быть учтено структурное упрочнение, как дополнительный фактор, и таким образом возможно, что сочетание теории Орована с теорией упрочнения истощения приведёт к более полной картине.

ВОЗНИКНОВЕНИЕ ЗАЦЕПЛЕНИЙ

Оправданием того, что вопрос о возникновении зацеплений обсуждается лишь в конце, служит то, что этот вопрос является до сих пор наиболее неясной частью теории зацеплений. Большая энергия их образования приводит к убеждению, что зацепления не могут существовать как устойчивые детали структуры кристалла в состоянии равновесия и едва ли могут быть образованы тепловыми флуктуациями, даже в сильно напряжённом, но в других отношениях совершенном кристалле. Вопрос о возникновении зацеплений сводится, таким образом, к объяснению, как можно получить эту большую энергию. То, что до сих пор мы не имеем определённого ответа, не является возражением против представления о зацеплениях и убеждения в их существовании. Довод о том, что зацепления должны возникать вследствие кристаллографической природы пластического течения, является убедительным. Если мы откажемся его принять, предполагая, что плоскости скольжения движутся жёстко друг относительно друга, мы опять столкнёмся с тем же вопросом, только в этом случае энергия должна быть ещё большей.

Объяснение сводится к возможностям возникновения зацеплений либо на концах трещин, где существуют большие концентрации напряжений, либо на границах кристаллитов^{48, 42, 66, 23}, если рассматривать эти границы как переходные поверхности из зацеплений. Трудность гипотезы трещин заключается в чрезвычайно большой глубине трещин, порядка 1 мм, необходимой для получения достаточно интенсивных концентраций напряжений, нужных для образования зацеплений при наблюдаемых пределах текучести мягких монокристаллов⁷⁶. Следовательно, надо ожидать, что

пластическое течение у основания трещины исказит её и ослабит её действие в способствовании дальнейшего течения. Предполагалось, что существование пачек скольжения подтверждает гипотезу трещин скорее, чем другие гипотезы, так как в этом случае можно ожидать образования большого сдвига вблизи трещины, в то время как в гипотезе границ кристаллитов можно ожидать, что каждая плоскость скольжения создаст лишь несколько зацеплений и, следовательно, даёт однородное течение без видимых следов скольжения. Однако работа Франка об образовании пачек скольжения быстрыми зацеплениями показывает, что пачки скольжения могут возникать без участия трещин. В последнее время склоняются к принятию гипотезы границ кристаллитов.

Недавно Франк^{39*}), анализируя условия, определяющие рост кристалла около зародыша из пара или расплава, показал, что зародыш не способен расти, если он не содержит зацеплений. Если это верно, то вопрос возникновения зацеплений, в сущности, уже решён, так как зацепления, будучи термодинамически неустойчивыми, должны естественно встречаться как детали строения реальных кристаллов. Сосредоточены ли эти зацепления в переходных поверхностях или нет — является вторым нерешённым вопросом.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. A. Nadai, Пластичность, N. Y., 1931.
2. G. I. Taylor, Proc. Roy. Soc. A **145**, 362 (1934).
3. E. Orowan, Zeits. f. Physik **89**, 634 (1934).
4. M. Polany, Zeits. f. Physik **89**, 660 (1934).
5. L. Prandtl, Zeits. angew. Math. Phys. **8**, 85 (1928).
6. U. Dehlinger, Ann. der Physik **2**, 749 (1923).
7. A. Ewing и W. Rosenhain, Phil. Trans. Roy. Soc. A **193**, 353 (1899).
8. H. Mark, M. Polany и E. Schmid, Zeits. f. Physik **12**, 58 (1927).
9. G. I. Taylor и C. F. Elam, Proc. Roy. Soc. A **102**, 643 (1923).
10. P. Rosband и E. Schmid, Zeits. f. Physik **32**, 197 (1925).
11. J. M. Burgers, Proc. Roy. Acad. Sci., Amsterdam **42**, 293 (1939).
12. J. M. Burgers, Proc. Phys. Soc., Lond. **52**, 23 (1940).
13. W. L. Bragg и J. F. Nuy, Proc. Roy. Soc. A **190**, 474 (1947).
14. N. F. Moit и F. R. N. Nabarro, Rep. Conf. on Strength of Solids, Phys. Soc. Lond., 1 (1948).
15. A. Timpe, Zeits. math. Phys. **52**, 348 (1905).
16. V. Volterra, Ann. Ec. Norm. **24**, 401 (1907).
17. A. E. H. Love, Математическая теория упругости, Cambridge, 1934, стр. 221—228.
18. F. R. N. Nabarro, Proc. Phys. Soc., Lond. **59**, 256 (1947).
19. J. S. Koehler, Phys. Rev. **60**, 397 (1941).

*) См. «Новые исследования по кристаллографии и кристаллохимии», Сборник 1 «Рост кристаллов», под ред. Г. Б. Бокия, стр. 41, ИЛ, Москва, 1951.

20. W. F. Brown, *Phys. Rev.* **60**, 139 (1941).
21. R. Peierls, *Proc. Phys. Soc., Lond.* **52**, 34 (1940).
22. A. H. Cottrell, *Rep. Conf. on Strength of Solids*, *Phys. Soc., Lond.*, 30 (1948).
23. W. L. Bragg, *Symposium on Internal Stresses*, *Institute of Metals*, 221 (1947).
24. H. B. Huntington, *Phys. Rev.* **59**, 942 (1941).
25. G. I. Taylor, *Proc. Roy. Soc. A* **145**, 388 (1934).
26. W. L. Bragg, *Proc. Phys. Soc., Lond.* **52**, 54, 105 (1940).
27. J. E. Lehnard-Jones, *Proc. Phys. Soc., Lond.* **52**, 38 (1940).
28. R. W. Cahn, *Rep. Conf. on Strength of Solids*, *Phys. Soc., Lond.*, 136 (1948).
29. F. R. N. Nabarro, там же, стр. 38.
30. B. Chalmers, *Proc. Roy. Soc. A* **156**, 427 (1936).
31. M. A. Jaswon и A. H. Cottrell, публикуется.
32. C. A. Edwards, D. L. Phillips и Y. H. Liu, *J. Iron Steel Inst.* **147**, 145 (1943).
33. C. A. Edwards и H. N. Jones, там же **147**, 199 (1940).
34. J. L. Shock, *Physica* **8**, 734 (1941).
35. J. R. Low и M. Gensamer, *Trans. Amer. Inst. Min. Met. Engrs.* **158**, 207 (1944).
36. A. H. Cottrell и B. A. Bilby, *Proc. Phys. Soc., Lond.* **62**, 19 (1949).
37. E. Orowan, там же **52**, 8 (1940).
38. Я. Френкель и Т. Конторова, *Физ. журн. СССР* **13**, 1 (1938).
39. F. C. Frank, Частное сообщение.
40. F. C. Frank, *Rep. Conf. on Strength of Solids*, *Phys. Soc. Lond.*, 46 (1948).
41. R. D. Heidenreich и W. Shockley, там же, стр. 57.
42. F. Seitz и T. A. Read, *J. Appl. Phys.* **12**, 100, 170, 470, 538 (1941).
43. W. L. Bragg, *Trans. North East Coast Ins. Eng. Sd. Shipbuilders* **62**, 25 (1945).
44. G. I. Taylor и H. Quinney, *Proc. Roy. Soc. A* **143**, 307 (1934); **A 163**, 157 (1937).
45. E. Orowan, *Symposium on Internal Strength*, *Institute of Metals, Lond.*, 47 (1947).
46. E. N. Andrade и R. Roscoe, *Proc. Phys. Soc., Lond.* **49**, 152 (1937).
47. W. G. Burgers, *Second Report on Viscosity and Plasticity*, *Acad. Sci., Amsterdam*, 200 (1938).
48. A. Kochendörfer, *Zeits. f. Physik.* **103**, 244 (1938).
49. P. Laurent, *Rev. de Met.* **42**, 79, 125, 156, 194, 230 (1945).
50. W. L. Bragg, *Nature, Lond.* **149**, 511 (1942).
51. W. A. Wood, *Proc. Roy. Soc. A* **172**, 231 (1933).
52. W. A. Wood, *Proc. Phys. Soc., Lond.* **52**, 110 (1940).
53. C. L. Smith, *Nature, Lond.* **160**, 466 (1947); см. также A. H. Cottrell и D. F. Gibbons, *Nature, Lond.* **162**, 488 (1948).
54. C. Zener, *Met. Techn.* **13**; *Techn. Publ.*, № 192 (1946).
55. T. A. Read, *Phys. Rev.* **53**, 371 (1940); *J. Applied Phys.* **12**, 100 (1941); *Trans. Amer. Inst. Min. Met. Eng.* **143**, 30 (1941).
56. W. Rosenhain, *J. Iron Steel Inst.* **70**, 189 (1906).
57. T. A. Read и E. P. T. Tyndall, *J. Appl. Phys.* **17**, 713 (1946).
58. E. Fetz, *Trans. Amer. Soc. Met.* **25**, 1030 (1937); **26**, 961 (1938).

59. J. V. Miller, L. C. Bannister a. R. M. Hinde, *Nature*, **158**, 705 (1946).
 60. W. G. Burgers, *Proc. Roy. Acad. Sci., Amsterdam* **50**, 452, 595, 719, 858 (1947).
 61. J. Sandee, W. May a. W. G. Burgers, *Nature*, **157**, 76 (1946).
 62. W. A. Anderson a. R. F. Mehl, *Amer. Inst. Min. Eng., Techn. Publ. № 1805* (1945).
 63. W. C. Burgers, *Nature*, **160**, 398 (1947).
 64. A. Guinier, *J. phys. et rad.* **3**, 124 (1942).
 65. N. F. Mott a. F. R. N. Nabarro, *Proc. Phys. Soc., Lond.* **52**, 86 (1940).
 66. N. F. Mott a. F. R. N. Nabarro, *J. Inst. Met.* **72**, 367 (1946).
 67. F. R. N. Nabarro, *Proc. Phys. Soc., Lond.* **53**, 669 (1946).
 68. E. Orowan, *Discussion Symposium on Internal Stresses, Institute of Metals, Lond.*, 51 (1947).
 69. E. N. Andrade, *Proc. Roy. Soc. A* **84**, 1 (1910); **A 90**, 392 (1914).
 70. A. H. Cottrell a. V. Aytëkih, *Nature*, **160**, 328 (1947).
 71. E. Orowan, *J. West. Scotland Iron and Steel Inst.*, (1947).
 72. D. Hanson u. M. A. Wheeler, *J. Inst. Met.* **45**, 229 (1931).
 73. W. Kauzmann, *Trans. Amer. Inst. Min. Met. Eng.* **143**, 57 (1941).
 74. C. L. Smith, *Proc. Phys. Soc., Lond.* **61**, 201 (1948).
 75. E. N. Andrade, *Science Progress* **30**, 593 (1936).
 76. E. Orowan, *Int. Conf. Phys. II. The Solid State of Matter, Phys. Soc., Lond.*, 81 (1934).
-