

Министерство образования и науки Российской Федерации
Государственное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
«Пермский государственный технический университет1»

Е.А. Николаева

**СДВИГОВЫЕ МЕХАНИЗМЫ
ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ
МОНОКРИСТАЛЛОВ**

Утверждено
Редакционно-издательским советом университета
в качестве учебного пособия

Издательство
Пермского государственного технического университета

2011

УДК 539.5

Рецензенты:

Заведующий кафедрой Динамика и прочность машин, доктор технических наук, профессор Пермского государственного технического университета

Г.Л. Колмогоров

Зам. директора по научным вопросам Института механики сплошных сред УрО РАН, доктор физико-математических наук

А.А. Роговой

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
Глава 1. ДЕФОРМАЦИЯ СКОЛЬЖЕНИЕМ	7
1.1 Кристаллографическая природа пластической деформации	7
1.2 Системы скольжения	8
1.3 Анизотропия пластических свойств кристаллов. Геометрия скольжения	11
1.4 Критическое приведённое напряжение сдвига для скольжения. Закон Шмида	15
1.5 Сдвиговая деформация при скольжении	18
1.6 Гексагональные металлы. Геометрическое рассмотрение	21
1.7 Граненцентрированные кубические кристаллы. Геометрическое рассмотрение	24
Глава 2. ДРУГИЕ ДЕФОРМАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В КРИСТАЛЛАХ	28
2.1 Доказательства неоднородности деформации в кристаллах	28
2.2 Сбросообразование в гексагональных кристаллах	30
2.3 Деформационные полосы в гранецентрированных кубических кристаллах	33
2.4 Деформация двойникованием	36
2.5 Кристаллография двойникования	38
2.6 Двойникование в гексагональных металлах	42
2.7 Двойникование в объёмноцентрированных кубических метал- лах	44
2.8 Двойникование в гранецентрированных металлах	46
2.9 Дислокационный механизм двойникования	47
Список литературы	50

ВВЕДЕНИЕ

Вопросы физики пластичности и прочности составляют один из фундаментальных разделов физического металловедения и физики твёрдого тела. Закономерности пластической деформации – одного из самых распространённых технологических способов производства изделий – представляют значительный практический интерес.

Часто в процессах пластического деформирования металлов и сплавов одновременно реализуется несколько механизмов. Конкретный вклад того или иного механизма определяется типом кристаллической решётки, химическим и фазовым составом, структурой металла (сплава), степенью, скоростью, температурой деформации и др.

Металлы и сплавы в твёрдом состоянии имеют кристаллическое строение. В идеальном кристалле металла атомы располагаются в строго определённом порядке. Если атомы мысленно соединить линиями, то получится кристаллическая решётка, узлы которой являются местом расположения атомов. Вся кристаллическая решётка по существу представляет собой многократное повторение совершенно одинаковых элементарных ячеек. Наиболее распространены у металлов следующие три типа кристаллических структур: гексагональная плотноупакованная (г. п.), гранецентрированная кубическая (г. ц. к) и кубическая объёмноцентрированная (о. ц. к). Расположение атомов в кристалле таково, что расстояния между ними и плотность размещения их различны в разных направлениях и плоскостях. В связи с этим механические, физические и химические свойства кристаллов в различных направлениях неодинаковы.

Деформация представляет собой результат изменения межатомных расстояний и перегруппировки блоков атомов. Обычно деформация сопровождается изменением величин межатомных сил, мерой которого является упругое напряжение. Деформации разделяют на упругие и пластические. Упругие деформации исчезают, а пластические остаются после окончания дей-

ствия приложенных сил. В основе упругих деформаций лежат обратимые смещения атомов металлов от положения равновесия; в основе пластических — необратимые перемещения атомов на значительные расстояния от исходных положений равновесия.

Природа пластической деформации может быть различной в зависимости от температуры, продолжительности действия нагрузки или скорости деформации. Одной из теорий, объясняющих механизм пластической деформации, является *теория дислокаций*¹ в кристаллах.

В начале 20-го века было обнаружено, что пластическая деформация металлов приводит к появлению на их поверхности множества параллельных микроскопических ступенек, называемых полосами скольжения, которые позволили предположить, что металл сдвигается вдоль полос наподобие карт при тасовании колоды. Эти ранние наблюдения ясно показали, что сдвиг осуществляется вдоль чётко выраженных кристаллографических плоскостей в металле и следы скольжения изменяют своё направление на границах зёрен. Фундаментальные исследования деформации большинства обычных металлов привели к важным обобщениям, таким, как критерий критических скалывающих напряжений, и позволили точно установить принципы геометрии скольжения кристаллов. Было сопоставлено поведение металлов трёх основных кристаллографических групп – г. ц. к, о. ц. к и г. п. Результаты этого периода интенсивных исследований суммированы в классической монографии Шмида и Боаса², посвящённой пластичности металлов. Во второй половине 20-го столетия было выполнено много новых работ (в некоторых случаях на металлах значительно более высокой степени чистоты), что привело к изменению прежних представлений. В 1934 г. Эгон Орован (*венг.* Orován Egon), Михаэль Поляни (Michael Polani) и Г.И.Тейлор (G.I. Taylor) независимо друг от друга ввели представление о дислокации – линейном дефекте в кристалле, что позволило объяснить, почему наблюдаемая прочность металлов в общем

¹ Новиков И.И. Дефекты кристаллического строения металлов, М., Металлургия, 1983.

² Шмид Е., Боас В. Пластичность кристаллов, М. – Л., ГОНТИ, 1938, 277 с.

случае примерно в тысячу раз меньше, чем вычисленная теоретически. Теория дислокаций приобрела существенное значение не только для описания процесса собственно пластической деформации, но и для объяснения особенностей роста кристаллов, возврата и других разнообразных явлений.

Основным механизмом пластической деформации металлов и сплавов является внутризёрное сдвиговое перемещение одних частей кристалла (кристаллита) относительно других, осуществляемое с помощью многочисленных видов движения дислокаций. Это внутризёрная пластическая деформация.

Сдвиговые механизмы пластической деформации разнообразны. Основными из них являются *скольжение, двойникование, сбросообразование*.

ДЕФОРМАЦИЯ СКОЛЬЖЕНИЕМ

1.1. Кристаллографическая природа пластической деформации

Давно установлено, что изменение формы кристалла при пластической деформации легко объяснить сдвиговым процессом. По аналогии со сдвигом карт в колоде или монет в стопке, когда направленное смещение каждой карты или монеты по отношению к соседней вызывает изменение формы и размеров всей колоды или стопки, происходит направленное скольжение одних тонких слоёв кристалла по отношению к другим. Поверхность металлического кристалла, который вначале был отполирован, а затем пластически деформирован, оказывается покрытой одной или несколькими системами параллельных тонких линий, называемых линиями скольжения. В ранних исследованиях Розенхайна и Эвинга было показано, что эти линии скольжения представляют собой ступеньки на поверхности, возникающие в результате микроскопических сдвиговых смещений вдоль характерных кристаллографических плоскостей. Такие кристаллографические плоскости называются *плоскостями скольжения*, а направление сдвига в плоскости – *направлением скольжения*. Плоскость скольжения и направление скольжения, лежащее в этой плоскости, образуют *систему скольжения*.

Теория дислокаций предсказывает, что наименьшему *вектору Бюргерса*³ и наиболее плотноупакованным плоскостям соответствует минимальное *напряжение Пайерлса*⁴. Поэтому монокристаллы и кристаллиты поликристаллов деформируются скольжением по плотноупакованным плоскостям в направлении плотнейшей упаковки.

³ Вектор Бюргерса является мерой искажённости кристаллической решётки, обусловленной присутствием в ней дислокации. Он определяет энергию дислокации, действующие на дислокацию силы, величину и направление связанного с дислокацией сдвига, влияет на подвижность дислокации.

⁴ Напряжение Пайерлса – минимальное касательное напряжение, необходимое для скольжения дислокации в совершенном кристалле.

1.2 Системы скольжения

Металлы с *гранецентрированной кубической* (г. ц. к.) *решёткой* деформируются по плотноупакованным октаэдрическим плоскостям $\{111\}$ в плотноупакованных направлениях $\langle 110 \rangle$ (рис. 1.1).

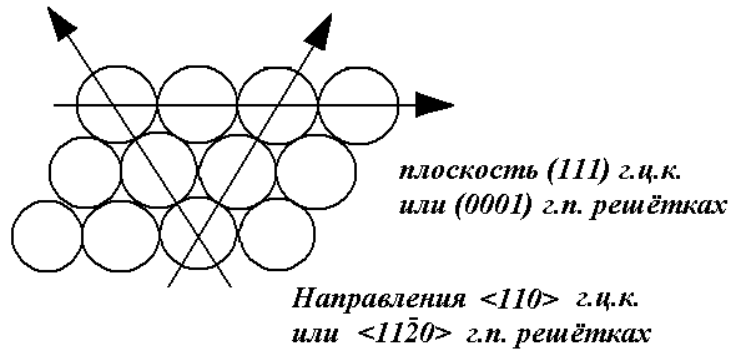


Рис. 1.1. Наиболее плотная упаковка плоскостей в гранецентрированной кубической (г. ц. к) и гексагональной плотноупакованной (г. п.) структурах

Для каждой из четырёх различно ориентированных плоскостей $\{111\}$ имеются три направления $\langle 110 \rangle$ с вектором Бюргера полной дислокации $a/2[110]$. Таким образом, общее число возможных систем скольжения, которые могут принимать участие в деформации, равно двенадцати. Все широко распространённые гранецентрированные кубические металлы ведут себя именно таким образом, и случаи, когда плоскостью скольжения является какая-нибудь другая плоскость, отличная от октаэдрической, очень редки. Более того, подобное поведение характерно также для твёрдых растворов с гранецентрированной кубической решёткой. Скольжение по плоскости куба наблюдалось в некоторых случаях в алюминии при высоких температурах. В этом случае в трёх плоскостях $\{100\}$ два направления $\langle 110 \rangle$ являются направлениями скольжения, т. е. прибавляются ещё 6 систем скольжения. При повышенных темпе-

ратурах этой системе скольжения в алюминии принадлежит около 40% линий скольжения.

В металлах с *объёмноцентрированной кубической* (о. ц. к.) *решёткой* картина скольжения несколько сложнее, но для всех них направлениями скольжения являются наиболее плотноупакованные направления $\langle 111 \rangle$, которые соответствуют наименьшему для полной дислокации вектору Бюргерса $0,5a[111]$. Однако выбор плоскости скольжения сильно варьируется. Наиболее плотноупакованными плоскостями здесь являются плоскости $\{110\}$, а плоскость $\{112\}$ является главной плоскостью дефекта упаковки (рис. 1.2). В зависимости от энергии образования дефекта упаковки могут проявляться те или иные системы скольжения.

Исследования на железе показали, что наиболее распространённой плоскостью скольжения является плоскость $\{110\}$, плоскости $\{112\}$ и $\{123\}$ также действуют.

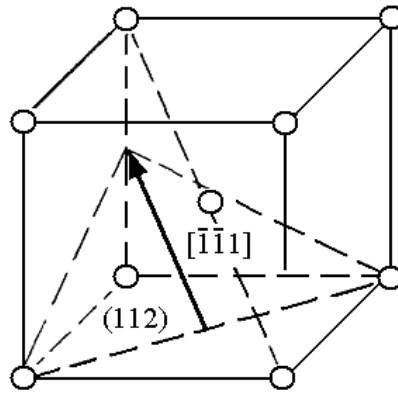


Рис. 1.2. Типичная система скольжения для о. ц. к. структуры

Если скольжение происходит в системе $\{112\} \langle 111 \rangle$, имеются четыре направления $\langle 111 \rangle$, каждое из которых является линией пересечения трёх плоскостей $\{112\}$, т. е. число возможных систем скольжения равно 12.

Пространственные диагонали куба являются линиями пересечения трёх плоскостей типа $\{110\}$ и $\{123\}$, поэтому при скольжении по указанным плоскостям в направлении $\langle 111 \rangle$ также будут действовать по 12 различным систем скольжения. Большое число возможных систем скольжения для ряда

о. ц. к. металлов иногда приводит к сильной волнистости наблюдаемых полос скольжения.

В металлах с *гексагональной плотноупакованной* (г. п.) *решёткой* наблюдается большое многообразие систем скольжения, зависящее от соотношения параметров кристаллической решётки c/a (c – высота элементарной ячейки г. п. решётки; a – параметр базисной плоскости). Наименьший вектор Бюргера $a/3\langle 11\bar{2}0 \rangle$ лежит в базисной плотноупакованной плоскости $\{0001\}$. В этом случае для одной плоскости и трёх направлений имеются три системы скольжения.

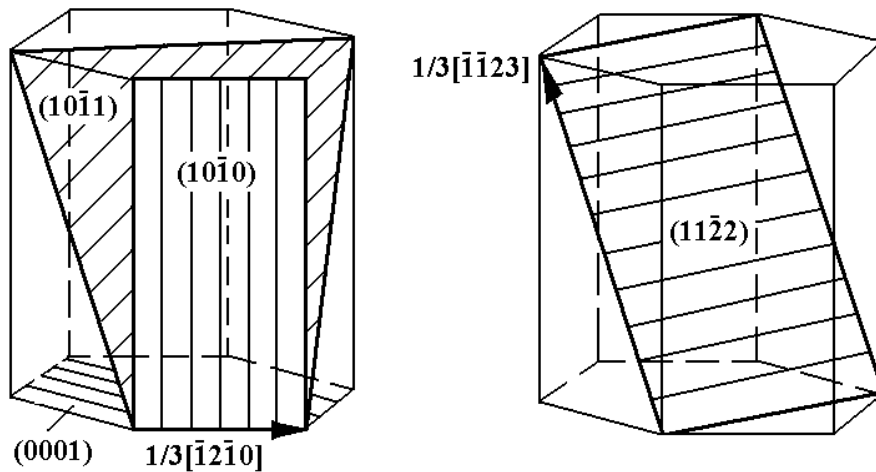


Рис. 1.3. Системы скольжения для металлов с г. п. решёткой

Кроме скольжения в базисной плоскости, в гексагональных плотноупакованных кристаллах наблюдается также скольжение в плоскостях призмы $\{10\bar{1}0\}$, пирамиды 1-го рода $\{10\bar{1}1\}$ и пирамиды 2-го рода $\{11\bar{2}2\}$ (рис. 1.3). В плоскостях базиса и призмы скользят полные дислокации $1/3\langle \bar{1}2\bar{1}0 \rangle$, в плоскостях пирамиды 2-го рода — дислокации $1/3\langle \bar{1}\bar{1}23 \rangle$, а в плоскостях пирамиды 1-го рода — и те, и другие.

1.3. Анизотропия пластических свойств кристаллов.

Геометрия скольжения

Деформация монокристаллов растяжением лежит в основе всех важнейших методов экспериментального изучения процессов, протекающих в кристалле при пластической деформации.

Ориентировка металлического монокристалла является его важной переменной характеристикой. Главные оси кристалла могут составлять некоторые углы с внешними, возникшими при изготовлении, поверхностями, благодаря чему ось кристаллического стержня обычно не совпадает с его *кристаллографической осью*⁵.

Общепринятым способом обозначения ориентировки кристалла является использование стереографической проекции, характерной для кристаллической структуры данного металла. Эта проекция является геометрическим построением на плоскости, в котором сохраняются и могут быть измерены угловые соотношения между плоскостями в кристалле. Нормали от различных плоскостей кристалла проводятся до пересечения со сферой, поверхность которой можно было бы использовать для измерения углов, но практически эта сфера со всеми следами пересечений на ней проектируется на плоскую поверхность, образуя окружность, внутри которой зафиксированы выходы нормалей к различным плоскостям – «полюса» этих плоскостей. Углы между ними измеряются с помощью круглой стереографической сетки, которая разделена на градусы и представляет собой проекцию сферы, правильно передающую угловые соотношения.

Стандартная проекция обычно используется для представления кристаллических структур и ориентировок кристаллов. Такой тип проекции получается при ориентировке по плоскости проекции кристаллической

⁵ Имеется в виду рациональная кристаллографическая ось – направление с малыми индексами.

плоскости с малыми индексами. Например, для кубической плоскости центром проекции является нормаль к плоскости куба, т. е. направление $[001]$. В таких проекциях полностью проявляется симметрия кристалла. Для кубического кристалла (г. ц. к. и о. ц. к.) проекция делится путём пересечения большими кругами на 24 элементарных стереографических треугольника, которые кристаллографически идентичны (рис. 1.4). В каждом конкретном случае три угла треугольников представляют эквивалентные направления $\langle 001 \rangle$, $\langle 011 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$, образуя всегда одни и те же углы друг с другом. На проекции эти треугольники различны по форме вследствие изменения величины угловых и линейных элементов в различных частях проекции.

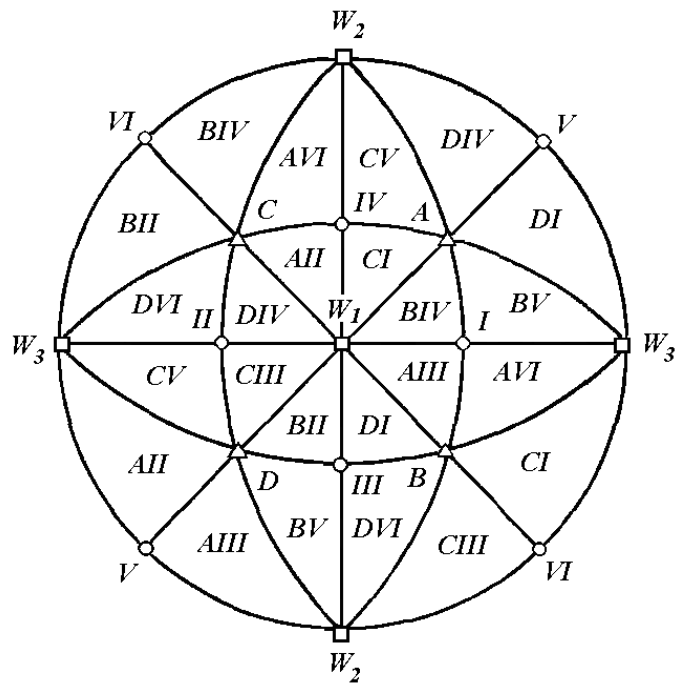


Рис. 1.4. Кубическая стереографическая проекция, показывающая 24 основных треугольника

Для характеристики ориентировки кристалла в случае одноосного нагружения используется только один треугольник. Обычно берётся треугольник с вершинами $[001]$, $[011]$, $[\bar{1}11]$ – его называют *стандартным*, расположенный в центре проекции (на рис. 1.4 это треугольник **BIV**). Все

возможные ориентации кристаллов кубической структуры можно обозначить путём нанесения положения оси образца (например, оси растяжения) внутри такого треугольника или вдоль его границ. На практике измеряют углы между осью образца и, по крайней мере, двумя из трёх направлений $[001]$, $[011]$, $[\bar{1}11]$, а затем положение этих осей откладывают на стандартном треугольнике, используя стереографическую сетку.

Если деформировать растяжением кристаллы какого-нибудь металла, сильно различающиеся по ориентировке кристаллографических осей по отношению к внешней нагрузке, то получаются существенно разные кривые напряжение-деформация. Напряжение течения, предел прочности на растяжение и максимальное удлинение характеризуются заметной анизотропией даже в случае кубических кристаллов. Например, при растяжении гексагональных кристаллов цинка напряжение течения при перемене ориентировки осей кристалла изменяется, по крайней мере, в 6 раз. Более того, при испытаниях на растяжение кристаллы могут удлиняться на величину от нескольких процентов до нескольких сотен процентов в зависимости от ориентировки кристаллографических осей.

Хотя результаты обычных испытаний на растяжение отражают присутствие металлическим кристаллам изменения пластических свойств в зависимости от кристаллографического направления, из природы самого деформационного процесса видно, что регистрация напряжений течения представляет собой далеко не лучший способ измерения напряжений для процесса, который осуществляется путём сдвига. Точно так же определение удлинения в направлении растяжения не является подходящей мерой деформации, происходящей по чётко выраженной системе кристаллографических плоскостей.

Наилучшим способом устранения этого затруднения было бы осуществление всех деформационных испытаний путём сдвига; иногда так и поступают, но обычно значительно более удобным оказывается проведение испытаний на растяжение. Однако, для того чтобы можно было сравнивать поведение кристаллов различных ориентировок, напряжения течения приня-

то пересчитывать в напряжения вдоль направления сдвига в плоскости скольжения. Определим эти напряжения.

Рассмотрим одиночное скольжение. Пусть монокристалл находится в условиях простого растяжения (рис. 1.5) под действием напряжений σ_{11} в направлении оси x_1 .

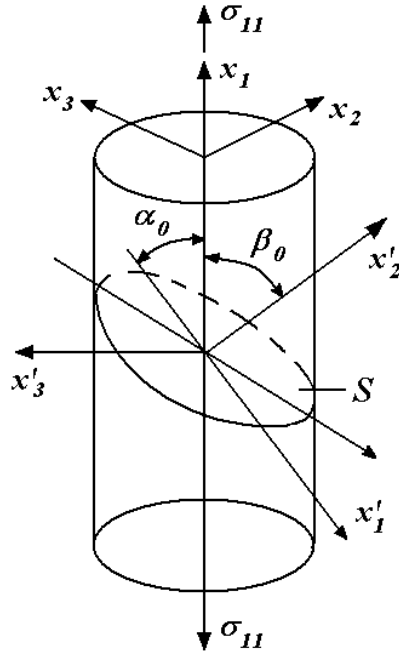


Рис. 1.5. Система координат x'_1, x'_2, x'_3 , связанная с геометрией скольжения, для монокристалла в условиях простого растяжения

Компонента σ_{11} — единственная компонента тензора σ_{ij} в системе координат x_1, x_2, x_3 . Выберем новую систему координат x'_1, x'_2, x'_3 так, чтобы нормаль к плоскости скольжения S совпала с осью x'_2 . Угол между осью x'_2 и направлением растяжения x_1 равен β_0 , причём $\cos \beta_0 = \lambda_{2'1}$, где $\lambda_{2'1}$ — направляющий косинус между осями x'_2 и x_1 .

Направление скольжения для новой системы координат x'_1, x'_2, x'_3 совпадает с направлением оси x'_1 , направляющий косинус между осями x'_1 и x_1 $\lambda_{1'1} = \cos \alpha_0$. Напряжения в данной системе скольжения могут быть получены

преобразованием тензора напряжения σ_{ij} в старой системе координат по формуле $\sigma_{i'j'} = \lambda_{i'i} \lambda_{j'j} \sigma_{ij}$.

Поскольку скольжение происходит под действием касательных напряжений, нас интересует единственная компонента тензора напряжения σ_{ij} :

$\tau = \sigma_{1'2'}$:

$$\tau = \sigma_{1'2'} = \sigma_{ij} \lambda_{1'i} \lambda_{2'j} = \sigma_{11} \lambda_{1'1} \lambda_{2'1} = \sigma_{11} \cos \alpha_0 \cos \beta_0. \quad (1.1)$$

Уравнение для *приведённого напряжения сдвига* (1.1) впервые было получено Шмидом, поэтому множитель $m = \cos \alpha_0 \cos \beta_0$ называют фактором Шмида. Из (1.1) видно, что в случае, когда ось растяжения параллельна плоскости скольжения ($\beta_0 = 90^\circ$ и $\alpha_0 = 0^\circ$) или ось растяжения нормальна к плоскости скольжения ($\beta_0 = 0^\circ$ и $\alpha_0 = 90^\circ$), напряжение τ равно нулю. Таким образом, для этих двух предельных ориентировок деформация скольжением происходить не может, поскольку напряжение сдвига в направлении скольжения равно нулю. С другой стороны, максимальное сдвиговое напряжение получается, когда фактор Шмида $\cos \alpha_0 \cos \beta_0 = 0.5$, что соответствует значениям углов $\alpha_0 = \beta_0 = 45^\circ$. Отсюда следует, что $\tau_{\max} = 0.5\sigma_{11}$.

1.4 Критическое приведённое напряжение сдвига для скольжения. Закон Шмида

Ранние работы Шмида и Боаса и других исследователей показали, что предел текучести⁶ при растяжении сильно меняется с изменением ориентировки, в особенности для гексагональных металлов, таких, как кадмий, цинк и магний. Однако если предел текучести преобразовать, согласно выражению (1.1), в приведённое напряжение сдвига, то окажется, что результирующее напряжение сдвига является константой для данного металла.

⁶ Предел текучести – механическое напряжение σ_T , при котором начинает развиваться пластическая деформация.

Другими словами, кристаллы данного металла начинают пластически деформироваться, когда приведённое напряжение сдвига по плоскости скольжения в направлении скольжения достигает постоянного критического значения $\tau_{кр}$. Это положение называют *законом Шмида*.

Примем за предельное значение напряжения $\tau_{кр}$ – напряжение, вызывающее течение металла (в этом случае $\sigma_{11} = \sigma_T$), тогда

$$\sigma_T = \frac{\tau_{кр}}{\cos \alpha_0 \cos \beta_0} = \frac{\tau_{кр}}{m}, \quad (1.2)$$

т. е. предел текучести монокристалла σ_T определяется его ориентацией или фактором Шмида. Экспериментально формула (1.2) подтверждена для кадмия, цинка и магния – для кристаллов с гексагональной плотноупакованной решёткой. На рис. 1.6 показаны экспериментальные точки для предела текучести кристаллов магния в зависимости от фактора Шмида; степень корреляции этих точек и кривой показывает, насколько точно соблюдается закон Шмида.

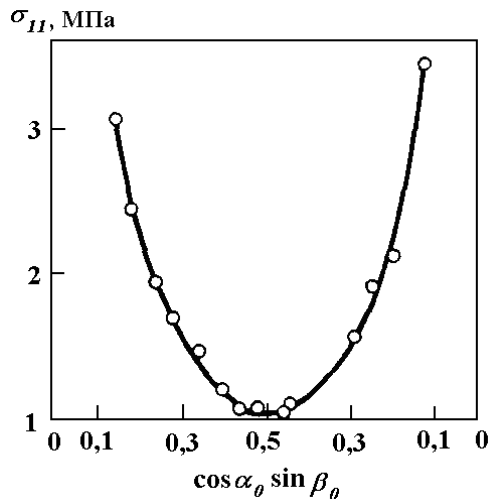


Рис. 1.6. Зависимость напряжения течения при растяжении кристаллов магния от ориентировки

Данные гранцентрированных и объёмноцентрированных кубических металлов являются менее убедительными, отчасти потому, что мно-

жественность возможных систем скольжения для металлов не позволяет проверить закон Шмида (1.2) в широкой области ориентировок. Исследования для меди показали, что кристаллы с ориентировкой, близкой к центру стандартного стереографического треугольника, дают почти постоянные значения $\tau_{кр}$, но это не справедливо для ориентировок, приближающихся к границам треугольника, где становится более вероятным действие других систем скольжения.

Несмотря на эти неопределённости, величина $\tau_{кр}$ является фундаментальной характеристикой механических свойств металла, поскольку она связана с основным видом пластической деформации сдвига вдоль плоскостей скольжения. На величину $\tau_{кр}$ существенное влияние оказывают такие переменные параметры, как степень чистоты металла, концентрация легирующих элементов, скорость деформации, температура и пр.

Наиболее важным переменным параметром является, несомненно, степень чистоты металлических кристаллов. Величина напряжений $\tau_{кр}$ существенно меньше предела текучести при испытании на сдвиг технически чистых металлов, чем для сплавов на их основе. Так, для железа чистотой 99,96% $\tau_{кр} = 15$ МПа, а для стали Ст3 $\tau_{кр} = 105$ МПа.

Критическое напряжение сдвига также очень сильно зависит от температуры, при которой оно измеряется, особенно если эта температура значительно ниже точки плавления. Для кристаллов алюминия чистоты 99,996% выявлена заметная зависимость $\tau_{кр}$ от температуры ниже 200 К, но выше этой температуры указанная зависимость не очень сильна; подобные же результаты были получены на кристаллах меди.

Скорость деформирования также влияет на величину $\tau_{кр}$, которая возрастает при увеличении скорости.

1.5 Сдвиговая деформация при скольжении

Как и напряжение сдвига, сдвиговая деформация является более точной мерой деформации, характеризующей скольжение, чем относительное удлинение при растяжении. Она определяется как относительное смещение двух ближайших соседних плоскостей скольжения S и S' (рис. 1.7).

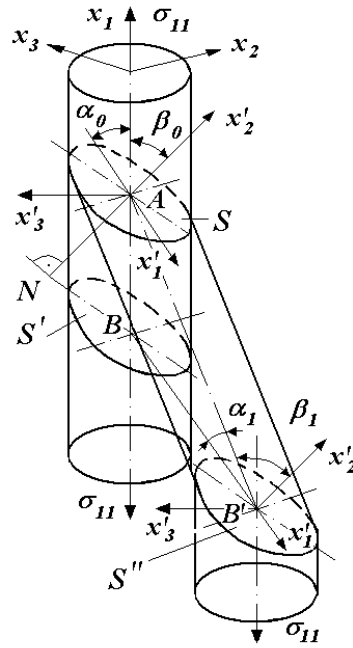


Рис. 1.7. Схема к определению сдвиговой деформации при скольжении плоскости S' относительно плоскости S в направлении оси x'_1 по пути BB'

Во время процесса скольжения геометрия образца меняется: первоначально круглое поперечное сечение кристалла постепенно становится эллиптическим. В результате сдвига плоскости S' относительно плоскости S и её перемещения скольжением в направлении x'_1 (вдоль BB') плоскость S' занимает новое положение S'' . Угол β_0 между нормалью к S (S') и осью образца в начальный момент деформации по мере растяжения (т. е. скольжения S' в новое положение S'') увеличивается до β_1 , а угол α_0 между осью образца и направлением скольжения до деформации уменьшается до α_1 , т. е. происходит поворот направления скольжения (ось x'_1 или BB') в

сторону оси растяжения⁷. В процессе растяжения длина образца на участке смещающихся плоскостей S и S' равна расстоянию $l_0=AB$. После деформации расстояние между двумя плоскостями S и S'' равно отрезку AB' , так как в процессе растяжения измеряется именно это расстояние. Поэтому $l_1 = AB'$.

Расстояние AN между плоскостями S и S' можно определить из треугольников ABN и $AB'N$:

$$AN = l_0 \cos \beta_0 = l_1 \cos \beta_1. \quad (1.3)$$

Рассматривая треугольник ABB' , находим величину сдвига:

$$BB' = l_1 \cos \alpha_1 - l_0 \cos \alpha_0$$

или

$$BB' = \frac{l_1 \sin(\alpha_0 - \alpha_1)}{\sin \alpha_0} = \frac{l_0 \sin(\alpha_0 - \alpha_1)}{\sin \alpha_1}.$$

Принимая за меру сдвиговой деформации величину $\gamma = BB'/AN$, получим выражение для сдвиговой деформации, в правую часть которой входят величины, определённые экспериментально: длина образца до и после деформации и углы α_0 и β_0 первоначальной ориентации кристалла:

$$\gamma = \frac{1}{\cos \beta_0} \left(\sqrt{\left(\frac{l_1}{l_0}\right)^2 - \sin^2 \alpha_0} - \cos \alpha_0 \right). \quad (1.4)$$

Кривую напряжение-деформация кристалла целесообразно строить в координатах *приведённое напряжение сдвига – приведённая сдвиговая деформация*. Построение диаграммы в координатах $\tau - \gamma$ уменьшает, хотя и не устраняет полностью, различие кривых, полученных для кристаллов с различной ориентацией плоскостей и направлений скольжения по отношению к внешней нагрузке.

⁷ На рис. 1.7 показана эквивалентная, но обратная схема: направление скольжения (ось x'_1 или направление BB') зафиксировано неизменным, а ось образца AB' поворачивается к оси скольжения x'_1 .

Если кривые напряжение-деформация для ряда металлов построить таким способом (рис. 1.8), то можно установить некоторые различия между гранецентрированными кубическими металлами, с одной стороны, и такими типичными гексагональными металлами, как кадмий, цинк и магний, – с другой.

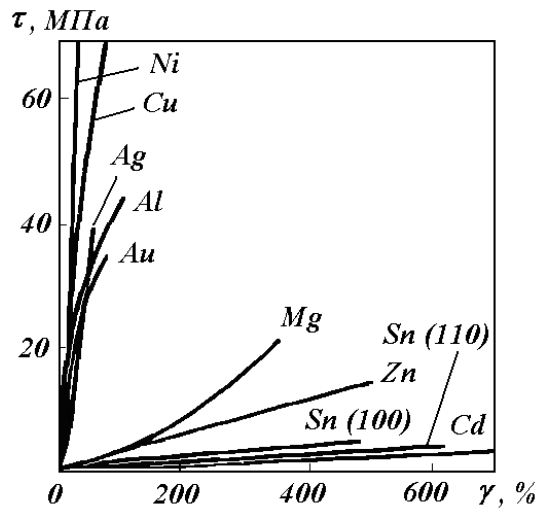


Рис. 1.8. Кривые $\tau - \gamma$: приведённое напряжение сдвига — приведённая сдвиговая деформация для некоторых металлов
Вверху — г. ц. к. металлы, внизу — г. п. металлы

Из рис. 1.8 видно, что во всех случаях приведённое напряжение сдвига увеличивается с ростом деформации. В этом состоит явление **деформационного упрочнения** или **наклёпа**, которое играет главную роль при деформации кристаллов. Степень упрочнения г. ц. к. металлических кристаллов намного больше, чем степень упрочнения г. п. металлов – кадмия, магния и цинка; однако это различие менее выражено, если сопоставлять металлы с близкими точками плавления, например алюминий и магний. Гексагональные металлы способны претерпевать очень большие сдвиговые деформации, но только в том случае, если кристаллы ориентированы подходящим образом. Чтобы понять эти различия, рассмотрим более подробно геометрические аспекты скольжения гранецентрированных кубических и гексагональных плотноупакованных кристаллов.

1.6 Гексагональные металлы. Геометрическое рассмотрение

При комнатной температуре кристаллы кадмия, цинка и магния деформируются в основном путём скольжения по базисной плоскости, так что на большей части процесса деформации действует только одна система скольжения. Вид кривой напряжение-деформация очень сильно зависит от ориентировки базисной плоскости относительно оси растяжения до деформации, что в значительной степени определяет величину пластической деформации, испытываемой кристаллом до разрушения.

Отношение длины кристалла после деформации l_1 к первоначальной длине l_0 определяется из выражения (1.3):

$$\frac{l_1}{l_0} = \frac{\cos \beta_0}{\cos \beta_1} = \frac{\sin \alpha_0}{\sin \alpha_1}.$$

Отсюда следует, что кристалл с подходящей ориентировкой (с малым углом β_0) может равномерно удлиняться на несколько сотен процентов, прежде чем β_1 достигнет предельно высокого значения.

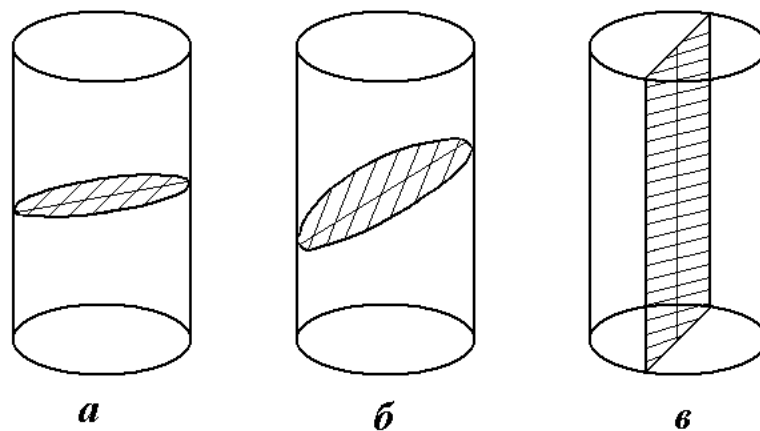


Рис. 1.9. Различные возможные ориентировки базисной плоскости г. п. кристалла при растяжении

В кристалле, подвергнутом растяжению, плоскость скольжения поворачивается таким образом, что направление скольжения приближается к

оси растяжения. Чем больше возможный поворот плоскости скольжения, тем больше будет результирующая пластическая деформация. Очевидно, что кристалл, ориентированный так, как показано на рис. 1.9, *а*, будет давать наибольшую пластическую деформацию, тогда как кристалл с ориентировкой, показанной на рис. 1.9, *в*, совершенно не способен к скольжению по базисной плоскости; в случае ориентировки, соответствующей рис. 1.9, *б*, приведённое напряжение сдвига максимально, а сдвиговая деформация имеет умеренную величину.

Наиболее ярким геометрическим следствием протекания больших пластических деформаций по одной системе скольжения является то, что при протекании больших пластических деформаций по одной системе скольжения первоначально круглое поперечное сечение кристалла постепенно становится эллиптическим, а при очень больших деформациях кристалл может превратиться в тонкую полоску. Для кристаллов цинка и кадмия подходящих ориентировок при комнатной температуре можно получить значения относительного удлинения 200—400%, и ещё большие деформации при повышенных температурах. Для кубических кристаллов приведённая сдвиговая деформация редко достигает 100%.

В выражении для приведённого напряжения сдвига (1.1) подразумевается, что как в начале пластической деформации (напряжение $\tau_{кр}$), так и на любой её стадии (напряжение τ) приложенное растягивающее напряжение для кристаллов разной ориентировки изменяется в широких пределах при одинаковой деформации. Это означает, что для предельных значений углов β необходимы значительные растягивающие напряжения, чтобы достичь требуемого приведённого напряжения сдвига в неблагоприятно ориентированной базисной плоскости (как, например, рис. 1.9, *а* и *б*). В этих условиях часто происходит скольжение по другим плоскостям – пирамидальным или призматическим, или двойникование; поэтому поведение таких кристаллов нельзя просто связать с характерными особенностями кристаллов, деформируемых исключительно путём скольжения по базисной плоскости. В общем

«идеального» поведения можно ожидать для кристаллов с величиной угла β_0 в интервале $10^0—80^0$.

В случае кристалла с первоначальным расположением базисной плоскости почти нормально оси растяжения для достижения $\tau_{кр}$ по плоскости скольжения требуются высокие растягивающие напряжения. Однако, когда начинается пластическая деформация, базисная плоскость поворачивается во всё более благоприятное положение, при котором приведённое напряжение сдвига становится выше, так что растягивающее напряжение, необходимое для продолжения деформации, уменьшается. На практике такое падение напряжения часто маскируется процессом деформационного упрочнения; однако для гексагональных кристаллов с низкой точкой плавления оно наблюдается. Это явление называется «геометрическим разупрочнением», поскольку оно обусловлено изменением геометрии кристалла и не отражает структурного разупрочнения металла. Оно встречается также для монокристаллов сплавов, которые часто наряду с высоким напряжением течения характеризуются малым деформационным упрочнением.

Большого различия вида кривых напряжение – деформация для кристаллов разных ориентировок можно избежать, используя приведённые напряжение сдвига и сдвиговую деформацию, но в отличие от критического приведённого напряжения сдвига $\tau_{кр}$ значения приведённого напряжения сдвига τ при деформации ε для всех таких кристаллов не совпадают. Это обусловлено прежде всего различиями в степени деформационного упрочнения кристаллов, которая в свою очередь зависит от структурных изменений в металле. Однако, если исключить предельные ориентировки, т. е. очень малые и очень большие значения углов β_0 , поведение большинства кристаллов какого-либо металла можно аппроксимировать единой кривой в координатах *приведённое напряжение сдвига – сдвиговая деформация*.

В классических исследованиях Шмида и Боаса получено много данных о характере кривых напряжение сдвига – сдвиговая деформация гексагональных металлов (цинка, кадмия и магния), которые отличаются следующими основными особенностями:

1. большими деформациями скольжения (для подходящих ориентировок);
2. малыми скоростями линейного упрочнения (при комнатной температуре и выше) на большей части кривой напряжение – деформация;
3. заметной температурной зависимостью кривых напряжение – деформация.

1.7 Граненцентрированные кубические кристаллы.

Геометрическое рассмотрение

Поведение граненцентрированных кубических кристаллов при деформации отличается от «идеального» поведения гексагональных металлов цинка и кадмия, так как в первых имеется гораздо больший выбор возможных систем скольжения и раньше или позже в пластическую деформацию включаются другие системы скольжения, помимо первичной.

Система, по которой начинается деформация, называется *первичной*; это всегда такая система, для которой приведённое напряжение сдвига наибольшее. Если ориентировка кристалла известна, то значение углов α_0 и β_0 для всех двенадцати возможных систем скольжения можно измерить по стереографической проекции и, таким образом, рассчитать фактор Шмида. Действующая система скольжения имеет наибольший фактор Шмида. Поэтому выбор системы скольжения зависит от ориентировки кристалла относительно оси приложенного напряжения.

Соотношение между осью приложенного напряжения и двенадцатью возможными системами скольжения хорошо видно на стереографической проекции, где каждый из элементарных треугольников определяет область, в которой действует какая-либо определённая система скольжения

(рис. 1.4). Имеются четыре полюса $\langle 111 \rangle$, обозначенные буквами A , B , C , D и соответствующие выходам нормалей к октаэдрическим плоскостям скольжения, и шесть направлений скольжения от I до VI . Если взять обычный стандартный треугольник WAI , то видно, что в пределах его границ действует система BIV ; это означает, что при деформации растяжения, когда ось растяжения лежит в данном треугольнике, плоскостью скольжения является плоскость B , а направлением скольжения — направление IV .

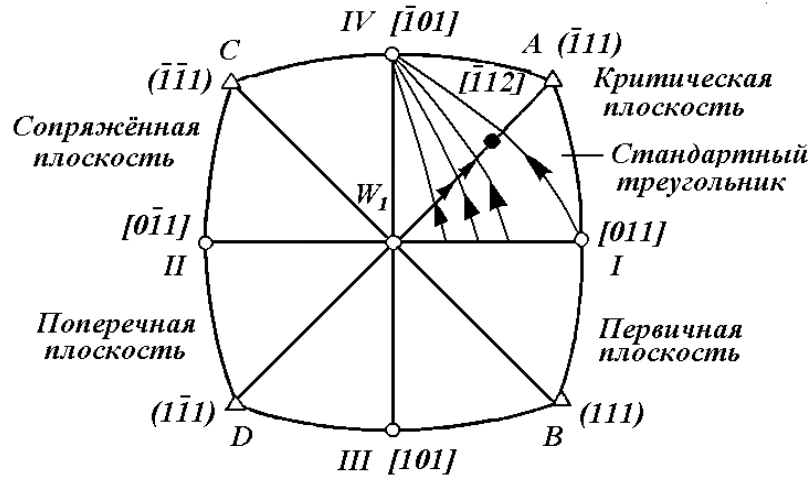


Рис. 1.10. Поворот осей кристаллов при скольжении для случая начальной ориентации осей растяжения по линии W_1I и действие вторичных систем

Стереографическая проекция позволяет проследить за поворотом кристалла, происходящим во время деформации. При испытаниях на растяжение по мере увеличения деформации ориентация монокристалла меняется. В случае г. ц. к. решётки ось растяжения I поворачивается к направлению скольжения IV , т. е. к полюсу $[\bar{1}01]$. На рис. 1.10 указаны знаки поворотов для области ориентировок внутри стандартного стереографического треугольника. Поворот плоскостей скольжения приводит в конце концов ось растяжения на границу W_1A между двумя стереографическими треугольниками, во втором из которых действует совершенно другая система скольжения CI . Если к этому моменту обе системы скольжения упрочнены одинаково сильно, то по достижении оси образца симметричного положения (симметрала) дальнейшая деформация протекает одновременно по

двум системам скольжения, т. е. осуществляется *двойное*, или *сопряжённое* скольжение. Если по достижении осью монокристалла симметралы упрочнение в сопряжённой системе скольжения больше, чем в первичной, то ось будет продолжать двигаться по большому кругу, проходящему через полюс $[\bar{1}01]$, до тех пор, пока обе системы не станут равноправны и в отношении напряжений; этот переход через симметраль называют «*проскакиванием*» (*overshooting*).

Как показано на рис. 1.10, система $CI(111)[011]$ является *сопряжённой* системой скольжения, а $BIV(111)[\bar{1}01]$ – первичной системой. Двойное скольжение служит причиной дальнейшего движения оси образца вдоль границы $[001]$ и $[\bar{1}11]$ треугольника по направлению к полюсу $[\bar{1}12]$, который находится на середине расстояния между двумя действующими направлениями скольжения $[\bar{1}01]$ и $[011]$ и лежит на большом круге, соединяющем эти полюса. Ось растяжения монокристалла лишь асимптотически приближается к направлению $[\bar{1}12]$ по мере удлинения монокристалла (стрелки на рис. 1.10) и сохраняет эту ориентировку до образования на образце локализованной шейки и последующего разрушения. Таким образом, в результате двойного скольжения вследствие прекращения поворота оси кристалла относительно направления скольжения кубические кристаллы подвергаются значительно меньшему растяжению, чем гексагональные, для которых поворот оси к направлению скольжения в случае скольжения только по одной системе составляет несколько градусов. Для кубических кристаллов сдвиговая деформация редко достигает величины 100%, что резко отличается от поведения кристаллов цинка, кадмия и магния.

Мы рассмотрели поведение кристаллов, оси растяжения которых находятся внутри стереографического треугольника. Кристаллы с осями, лежащими на границах треугольника, составляют особую группу, поскольку критические напряжения сдвига у них одинаковы более чем для одной сис-

темы скольжения; поэтому пластическая деформация начинается не по одной плоскости скольжения.

На рис. 1.11 приведены данные о числе ожидаемых действующих систем скольжения. Наиболее сложным случаем является ориентировка [001], поскольку ориентировка в центре проекции указывает на действие восьми систем скольжения, это отвечает четырём плоскостям с двумя направлениями скольжения в каждой, из которых одновременно может использоваться только одно, так как одновременное скольжение в одной плоскости и двух или более направлениях невозможно.

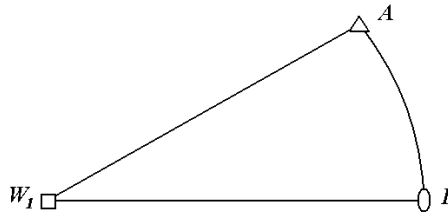


Рис. 1.11. Действующие системы скольжения для случаев особых ориентировок кристалла по отношению к действующему напряжению: W_1 — 4 плоскости, 2 направления в каждой; A — 3 плоскости, 2 направления в каждой; I — 2 плоскости, 2 направления в каждой; вдоль W_1A и W_1I — 2 плоскости, 1 направление в каждой; вдоль AI — 2 направления в одной плоскости

Способность кубических кристаллов деформироваться одновременно по нескольким системам скольжения тесно связана с более высокими скоростями деформационного упрочнения, экспериментально установленными для этих металлов по сравнению с металлами гексагональной кристаллической структуры. Значение вопроса о характере и числе действующих систем скольжения состоит в том, что от числа одновременно действующих систем скольжения зависит характер формирующейся при деформации дислокационной структуры, которая оказывает влияние на сопротивление скольжения движению дислокаций или упрочнение в ходе деформации, а также условия последующей рекристаллизации. Поэтому изучение кривых напряжение-деформация, характер которых непосредственно связан с дислокационной структурой, имеет исключительно большое значение.

ДРУГИЕ ДЕФОРМАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В КРИСТАЛЛАХ

Выше мы видели, как геометрия скольжения может объяснить поворот осей кристалла во время деформации растяжения или сжатия. При использовании такой модели предполагается, что деформация протекает гомогенно и изменение ориентировки решётки кристалла происходит однородно по всему объёму. При изучении распределения дислокаций в деформированных кристаллах обнаруживается, что в микроскопическом масштабе однородности нет, поскольку образуются дислокационные сетки и субграницы, которые создают локальную разориентировку в кристаллической решётке, достигающую нескольких градусов. Однако эта картина не является полной, поскольку даже при простых видах деформации, таких, как растяжение, в кристалле могут иметься значительно большие разориентировки, а при осуществлении более сложных процессов деформации, например прокатки, кручения, появление сильной неоднородности неизбежно.

2.1 Доказательства неоднородности деформации в кристаллах

Рентгеновский метод Лауэ⁸ даёт простой способ изучения разориентировки монокристаллов, возникающий при наклёпе. Этот метод широко используется для определения ориентировки монокристаллов, которые дают чёткую картину дифракционных пятен от различных кристаллографических плоскостей, отражающих лучи с подходящей длиной волны из падающего полихроматического пучка рентгеновских лучей. Недеформированный совершенный кристалл даёт на лауэграмме систему резких пятен, а если кристалл затем однородно деформирован, то пятна остаются резкими,

⁸ Метод Лауэ – метод исследования монокристаллов с помощью дифракции рентгеновских лучей. Представляет собой усовершенствованную методику опыта, поставленного в 1912 в Германии В. Фридрихом (W. Friedrich) и П. Книппингом (P. Knipping) по предложению М. Лауэ (M. Laue), в котором была впервые обнаружена дифракция рентгеновского излучения на кристалле.

но их иное расположение будет отражать небольшие изменения ориентировки кристалла в результате деформации. Монокристаллы цинка и кадмия дают резкие лауэграммы после значительного удлинения (на 100%) при растяжении; с другой стороны, если кристалл затем изгибать, то резкие дифракционные пятна будут размазываться в дуги; такое явление называется *астеризмом*. Отсюда видно, что единственная ориентировка кристалла заменяется областью ориентировок.

Кристаллы гранецентрированных металлов обнаруживают астеризм в общем при значительно меньших деформациях; например, в кристаллах алюминия астеризм наблюдался после удлинения на 1% при растяжении. Корреляция с кривыми напряжение-деформация показывает, что астеризм может иметь место уже на стадии лёгкого скольжения, но становится значительно более выраженным на второй стадии.

Эти результаты показывают, что деформация кристаллов растяжением происходит неоднородно. Неоднородности или изменения ориентировки, наблюдаемые при более сложных видах деформации, например прокатке или сжатии тонких кристаллов, можно легко выявить путём травления, при котором области изменённой ориентировки выглядят как различно протравленные полосы. Такая структура была впервые подробно изучена Барретом⁹ и получила название *деформационных полос*. Метод рентгеновской микроскопии, впервые описанный Бергом¹⁰, используется для изучения таких неоднородностей, образующихся при деформации монокристаллов, так и поликристаллических агрегатов. Установлено существование двух главных типов неоднородности, которые обычно называют полосами сброса и полосами вторичного скольжения. Многие исследователи по-разному трактовали механизм образования этих полос. А.Х. Коттрелл и Р. Хоникомб установили существование двух главных типов внутрикристаллической переориенти-

⁹ Barrett C.S., Recrystallization texture in aluminum after compression, Trans. AIME, 1940, V.137, 128-145.

¹⁰ Berg W., History of load of deformed crystals, "Z. Kristallogr.", 1934, V. 89, №3/4, p. 286.

ровки решётки и, соответственно, два механизма пластической деформации: *сбросообразование* и *ротационный сдвиг*.

2.2 Сбросообразование в гексагональных кристаллах

Сбросообразование при сжатии наблюдали на монокристаллах цинка, кадмия, титана; при растяжении в кристаллах железа, алюминия, олова, цинка, висмута, магния, титана, меди и других металлах и сплавах.

По данным Р. Хоникомба и др., стержневидный кристалл кадмия или цинка с ориентировкой оси $\langle 0001 \rangle$ почти параллельно оси стержня при сжатии вдоль этой оси претерпевает локальные изломы (коленчатые изгибы) в виде *полос сброса* (рис. 2.1).

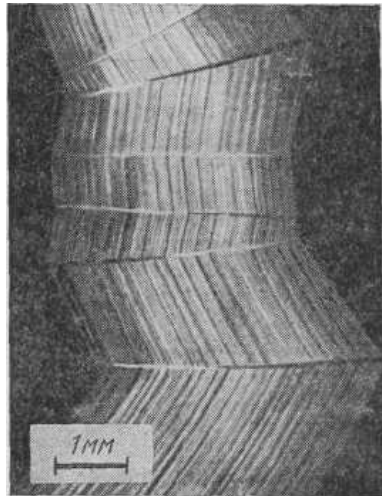


Рис. 2.1. Полосы сброса в кристалле цинка после сжатия

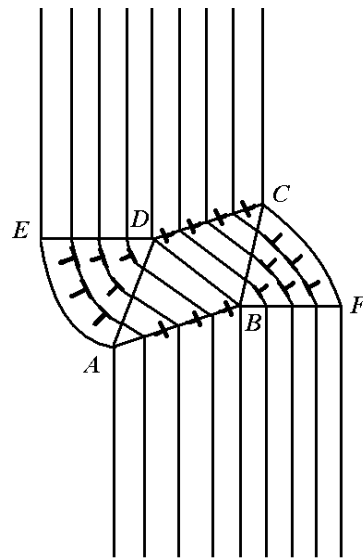


Рис. 2.2. Распределение дислокаций в кристалле с полосой сброса

А.Х. Коттрелл полосы сброса иногда называет полосами изгиба или полосами перегиба. Р. Хоникомб экспериментально установил, что полосы сброса образуются постепенно во время сжатия кристалла путём возрастания поворота решётки, который может быть малым – всего на несколько градусов, или большим – до 80° . Сбросообразования при сжатии не происходит, если угол между плоскостью скольжения и осью сжатия меньше, чем $2,5^\circ$, но легко осуществляется в интервале углов $2,5-24^\circ$; при

бо́льших значениях углов форма полос сброса не чётко выражена. Процесс может быть проведён в обратном направлении при приложении к кристаллу с полосами сброса растягивающего напряжения.

Структура области сброса в сжатом кристалле цинка в идеальном случае показана на рис. 2.2: две области ADE и CFB сильно искривлённой решётки отделены одна от другой и от недеформированного кристалла чётко выраженными плоскостями сброса AB и CD , которые можно рассматривать просто как стенки краевых дислокаций. Искривлённые области ADE и CFB имеют избыток дислокаций одного знака и ответственны за заметный астеризм пятен, наблюдаемый на лауэграммах. При отжиге эти области являются преимущественными местами протекания процессов *полигонизации*¹¹ и *рекристаллизации*¹². Собственно полоса сброса состоит из повернутой, но в начале неизогнутой части кристалла $ABCD$. В процессе деформации эта часть кристалла также изгибается.

Сбросы на кристаллах железа получаются и при их растяжении в направлении $[111]$, причём в момент появления прослойки сброса резко падает напряжение. Границы полос сброса примерно совпадают с плоскостью (111) ; угол поворота решетки в полосе сброса относительно основной части кристалла увеличивается с ростом деформации. Внутри полосы сброса появляются следы скольжения в плоскости (112) .

Полосы сброса в гексагональных металлах часто возникают в областях вблизи захватов испытательных машин или около глубоких царапин. По-видимому, эти полосы зарождаются на каких-либо неоднородностях, блокирующих дислокации по нескольким примыкающим плоскостям скольжения, вызывая локальное искривление решётки, которое в свою очередь взаимодействует с дислокациями на других плоскостях скольжения и приводит к боковому росту полосы.

¹¹ Полигонизация – образование стенок дислокаций, приводящее к подразделению кристалла на субзёрна – полигоны (многоугольники).

¹² Рекристаллизация — процесс образования и роста (или только роста) одних кристаллических зёрен (кристаллитов) поликристалла за счёт других той же фазы.

Плоскости сброса, которые образуют часть структуры сброса в кристалле цинка, являются основной особенностью деформации гексагональных металлов. Рассмотренная выше дислокационная структура подобна структуре наклонной полигонизационной границы, но она может образовываться и создавать большие разориентировки при таких температурах, когда быстрое переползание дислокаций невозможно. Поэтому предполагают, что плоскости сброса образуются путём быстрого подхода скользящих дислокаций по базисным плоскостям и выстраивания их в плоскую конфигурацию. Образование плоскостей сброса (аккомодационное сбросообразование) способствует также снятию напряжений, создаваемых двойникованием.

Отличительным признаком сбросообразования являются:

1. Поворот кристаллической решетки в полосе сброса вокруг направления, лежащего в плоскости скольжения и перпендикулярного направлению скольжения.
2. Граница полос сброса почти перпендикулярна действующим в матрице плоскостям скольжения.
3. Формирование полосы сброса связано с перемещением краевых дислокаций, причём зарождение дислокаций начинается внутри будущей полосы сброса, затем одноимённые полосы сброса дислокации расходятся, образуя границы полосы сброса.

Возникновение *полос аккомодации* (приспособления) также можно по этим признакам отнести к сбросообразованию. Р.Хоникомб образование полос аккомодации называл *аккомодационным сбросообразованием*.

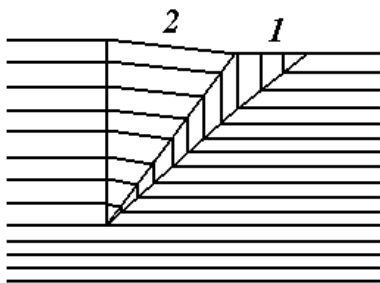


Рис. 2.3. Схема приспособления к клиновидной двойниковой прослойке в кристалле цинка изгибом базисных плоскостей: 1 – двойник; 2 – область аккомодации

Полосы аккомодации прилегают к двойниковым прослойкам. Они обеспечивают приспособление окружающей кристаллографической решётки к существованию двойника, и компенсируют деформацию кристаллической решётки, вызванную образованием двойника. Приспособление может осуществляться изгибом плоскостей скольжения или скольжением дислокации (рис. 2.3).

2.3 Деформационные полосы в гранцентрированных кубических кристаллах

Исследования методом рентгеновской микроскопии показывают, что в монокристаллах алюминия и меди, деформируемых растяжением, на самых ранних стадиях деформации (около 1%) могут образовываться деформационные полосы, которые с развитием деформации становятся всё более выраженными. Они выявляются благодаря тому, что вызывают локальный поворот решётки, вследствие чего эти области не дают вклада в рентгеновское изображение. Обнаружено два типа полос.

Полосы сброса образуются нормально действующей плоскости скольжения; решётка в них поворачивается относительно остального кристалла вокруг оси, лежащей в плоскости скольжения и перпендикулярно направлению скольжения. Такие полосы подробно изучили Р. Канн (Cahn R.W., 1951), Р. Хоникомб (Honeycombe R.W.K., 1951) и Е. Калнан (Calnan E.A., 1952), которые обнаружили, что по своим особенностям они подобны полосам сброса в гексагональных металлах, за исключением того, что не образуется чётких плоскостей сброса, на которых резко изменяется ориентировка кристалла. С другой стороны, исследования оптическими методами подтверждают, что эти полосы содержат локализованные области искривлённой решётки, заключающие две зоны противоположно направленной кривизны. При больших степенях деформации в полосах сброса часто видны локализованные участки

вторичного скольжения, и полосы скольжения имеют тенденцию останавливаться на искривлённых участках, т. е. полосы сброса становятся барьерами для движения дислокаций.

Расстояние между полосами сброса и их размер зависят от степени чистоты металла, ориентировки кристалла и температуры деформации. Полосы особенно чётко выражены в кристаллах «мягких» ориентировок и, по-видимому, отсутствуют в симметрично ориентированных кристаллах, когда действует несколько систем скольжения. При повышении температуры деформации отдельные полосы сброса становятся шире и содержат области с большими углами разворота решётки, в то время как расстояние между ними увеличивается. При этих условиях внутри полос чаще наблюдается скольжение по второй системе. Такие наблюдения были проведены на монокристаллах алюминия (Honeycombe R.W.K., 1951), меди (Andrade E.N. et al., 1957) и золота (Sowkill J., Honeycombe R.W.K., 1954).

Полосы вторичного скольжения. На ранних стадиях деформации гранецентрированных кубических кристаллов между пачками первичных линий скольжения наблюдаются области, в которых не видно следов скольжения по первичной системе. Эти полосы вначале почти параллельны действующей плоскости скольжения и поэтому легко могут быть отличимы от полос сброса. С развитием процесса деформации становится видно, что эти области являются преимущественными местами ограниченного скольжения по другим системам (рис. 2.4). Рентгеновские микрофотографии показывают, что решётка в этих областях повёрнута относительно остального кристалла. Калнан исследовал такие области и установил, что в отличие от полос сброса они очень разнообразны и не могут быть систематизированы.

Интенсивность полос вторичного скольжения в некоторой степени зависит от ориентировки кристалла, и, поскольку они включают скольжение по другим системам, не удивительно, что такие полосы часто яв-

ляются очень грубыми и сильно развиты в кристаллах с симметричной ориентировкой, например [001]. Они также наблюдаются в слегка деформированных крупнозернистых поликристаллических образцах.

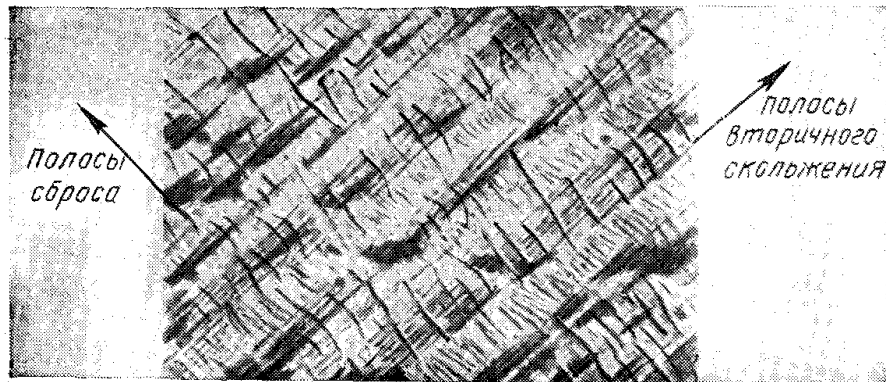


Рис. 2.4. Вторичное скольжение

В отличие от полос сброса, связанных с искривлением действующих плоскостей скольжения, наблюдается незакономерный поворот кристаллической решётки с образованием полос, в которых происходит скольжение по системе плоскостей, отличной от системы, по которой осуществляется скольжение в остальных частях кристалла. Эти полосы Р. Хоникомб назвал *полосами вторичного скольжения*. Ось поворота решётки в полосе вторичного скольжения перпендикулярна действующим плоскостям скольжения. Таким образом, возникновение полос со вторичным скольжением связано со скольжением по вторичной системе плоскостей скольжений, сопровождающимся поворотом (ротацией) плоскостей скольжения вокруг нормали к этим плоскостям. Х. Вилман назвал этот механизм пластической деформации *ротационным скольжением*. В отличие от сбросообразования ротационное скольжение происходит при движении винтовых дислокаций и характеризуется тем, что полосы с вторичными сдвигами располагаются примерно параллельно основным следам скольжения (рис. 2.4).

2.4 Деформация двойникованием

Первые описания явления деформационного двойникования появились более ста лет назад¹³. Наиболее ярко оно проявлялось на кристаллах кальцита (исландский шпат). При этом отмечалось, что сжатие кристаллов кальцита приводит к возникновению двойниковых прослоек. Однако подробное изучение процесса двойникования, его механизма, морфологии, динамических характеристик было выполнено только в последние десятилетия, благодаря использованию электронно-микроскопических и рентгеноструктурных методов исследования. Данные по деформационному двойникованию неоднократно обобщались, и к настоящему времени оно достаточно хорошо изучено.

Двойникование играет важную роль в процессах пластической деформации и рекристаллизации многих металлов. Двойникование наряду со скольжением является одним из основных типов пластического деформирования кристаллов.

Условия двойникования отличаются от условий скольжения. В ряде металлов во время деформации происходят внезапные локализованные сдвиговые процессы, называемые двойникованием, которые охватывают небольшие, но чётко ограниченные объёмы внутри кристалла. Это явление не похоже на процесс индивидуального скольжения, которое, хотя и осуществляется путём сдвига, ограничивается одной кристаллической плоскостью и по своему характеру является двумерным процессом. Двойникование проходит с высокой скоростью и характерным потрескиванием, возникающим при выделении энергии в процессе деформации кристалла. Потрескивание олова при изгибании прутка этого металла связано с обильным образованием двойников; подобное явление происходит также в цинке, кадмии и магнии. Двойники зарождаются при напряжениях, обычно более

¹³ Reusch E. Uber eine besondere Gattung von Durchgangen im Steinalz und Kalkspat // Progg. Ann. 1867. Vol. 132. P. 441 – 452.

высоких, чем требуется для начала скольжения, когда по каким-либо причинам скольжение тормозится. Это возможно в условиях деформации взрывом, ударом. Двойникование наиболее часто наблюдается в металлах с ограниченным числом плоскостей скольжения, особенно если они благоприятно ориентированы по отношению к действующей нагрузке. Оно происходит при низких температурах или высоких скоростях деформации.

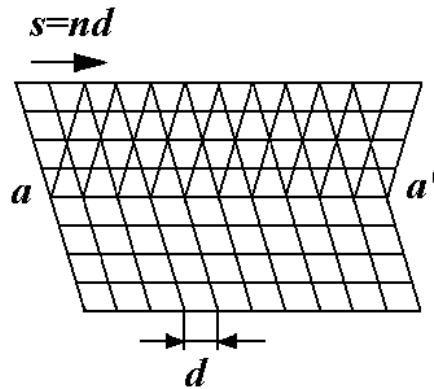


Рис. 2.5. Сдвиг кристаллической решётки, деформированной двойникованием:
 $a-a'$ – плоскость двойникования; d – параметр решётки;
 s – макросдвиг при двойниковании; n – не целое число.

Схематично двойникование можно представить в виде однородного сдвига одной части кристалла относительно другой (рис. 2.5). При этом сдвиг, как правило, происходит по рациональной кристаллографической плоскости. Если в кристалле до деформации выделить сферу, то при двойниковании она превратится в эллипсоид (рис 2.6).

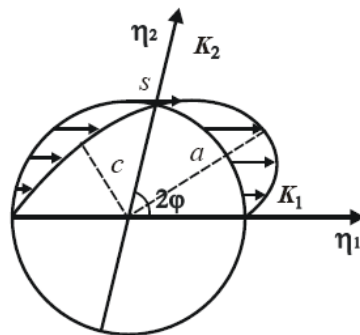


Рис. 2.6. Сечение плоскостью сдвига сферы, превращающейся в эллипсоид деформации:
 K_1 – след плоскости двойникования; η_1 – направление двойникования;
 K_2 – след второго кругового сечения, не изменяющегося при двойниковании;
 η_2 – ось основной зоны; s – кристаллографический сдвиг;
 φ – угол между осью a эллипсоида и плоскостью двойникования

Дифракционными (рентгеновскими и др.) методами установлено, что расположение атомов внутри области двойникования является зеркальным отражением расположения атомов в остальной части кристалла. На рис. 2.5 исходное состояние кристалла обозначено 1-1', положение после двойникования 1-2; $a-a$ – плоскость двойникования, которая является плоскостью зеркального отражения и имеет вид прямолинейной границы. Полный (результатирующий) сдвиг является макроскопическим и может наблюдаться невооружённым глазом. Переориентированные области называют **двойниками**. Двойники в кристаллах делятся на двойники роста (возникают при росте кристалла из расплава, в процессе рекристаллизации и отжига) и деформационные двойники.

2.5 Кристаллография двойникования

Двойникование наблюдается только на некоторых семействах плоскостей и получает развитие в определённых кристаллографических направлениях (табл. 1).

Табл. 1. Плоскости и направления двойникования

Тип решётки	Металлы	Индексы двойникования			
		K_1	η_1	K_2	η_2
г. ц. к.	Cu	(111)	$[11\bar{2}]$	$(11\bar{1})$	$[112]$
о. ц. к.	Cr, Na, $\alpha - Fe$	(112)	$[11\bar{1}]$	$(11\bar{2})$	$[111]$
г. п.	Mg, Zn, Cd	$(10\bar{1}2)$	$[10\bar{1}\bar{1}]$	$(10\bar{1}1)$	$[10\bar{1}\bar{1}]$

Чтобы полностью охарактеризовать двойникование, необходимо знать следующие элементы двойникования:

1. Смещения происходят в плоскости сдвига S в определённом направлении скольжения $\vec{\eta}_1$, вектор которого лежит в плоскости двойникова-

ния K_1 (рис. 2.7). Атомы, лежащие в плоскости K_1 , не смещаются, поэтому её называют первой неискажённой плоскостью.

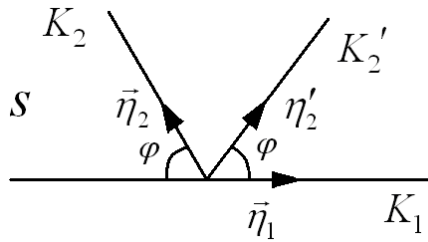


Рис. 2.7. Схема, поясняющая элементы двойникования:
 S — плоскость сдвига; K_1 — плоскость двойникования;
 η_1 — направление сдвига

2. Плоскости K_2 (до деформации) и K_2' (после деформации), пересекающие K_1 по линии, перпендикулярной направлению сдвига $\vec{\eta}_1$ и составляющие с плоскостью K_1 равные углы φ до и после сдвига в плоскости сдвига S , также не искажаются в процессе двойникования.

3. Направления $\vec{\eta}_2$ и η_2' лежат вдоль линии пересечения плоскости сдвига S и плоскостей K_2 или K_2' .

4. Величина сдвига s и величина сдвиговой деформации γ в плоскости сдвига S — важные критерии двойникового превращения. В процессе двойникового превращения изменяется ориентировка двойниковой прослойки, однако не изменяется симметрия или структура кристалла. Поэтому угол φ между первой K_1 и второй K_2 неискажёнными плоскостями остаётся неизменным до и после превращения, а величина сдвига s будет пропорциональна расстоянию от плоскости зеркального отражения d .

В частности, для о. ц. к. кристалла $s = (na\sqrt{3})/6$, где $n = 0, 1, 3, \dots$ — номер плоскости (112), отсчитываемый от плоскости зеркального отражения $n=0$ и a — параметр кристаллической решётки. Поскольку расстояние n -й параллельной плоскости от плоскости $n=0$ зеркального отражения $d = nd_{(112)} = (na\sqrt{6})/6$, то сдвиговая деформация

$$\gamma = s / d = \sqrt{3} / \sqrt{6} = 1 / \sqrt{2} = 0.707$$

постоянна в двойниковой прослойке и определяется строением кристалла. Следовательно, если определены две неискаженные плоскости, сдвиговая деформация определяется измерением угла φ между этими плоскостями.

Двойникование сопровождается скачкообразным изменением деформирующего усилия, при этом на кривых напряжение — деформация появляются соответствующие двойникованию участки зубчатого или пилообразного вида (рис. 2.8).

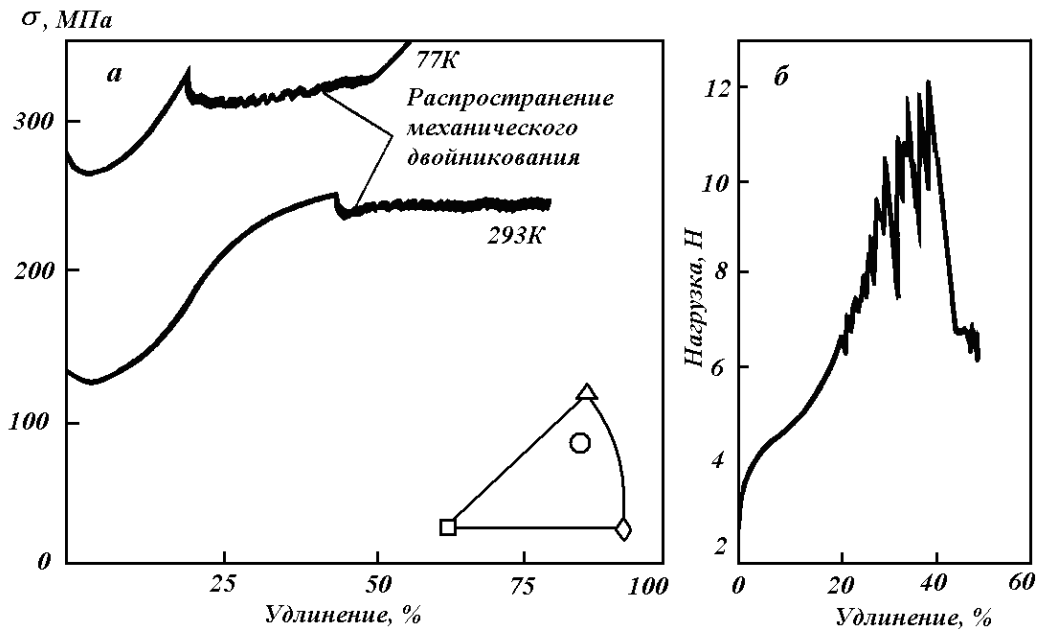


Рис. 2.8. Кривые напряжение — деформация для кристаллов сплава $Cu+10\% (at.) In$ (а) и кристалла кадмия (б)

Сдвиг кристаллической решётки создаёт большие напряжения. Существует критическая стадия упругого роста двойника, если в этот момент снять нагрузку, двойник захлопнется (исчезнет). Ширина образующегося двойника зависит от скорости движения двойнивающей дислокации. Критическая ширина двойника составляет величину порядка $2 \cdot 10^{-4}$ см (это около 100 слоёв в двойнике). Двойник растёт в две стадии:

1. Динамический рост, когда двойник удлиняется в плоскости двойникования, а ширина его почти не меняется. Скорость роста на этой стадии составляет 5000-6000 м/с, т. е. близка к скорости распространения звука в металлах.

2. Развитие в толщину, когда скорость роста достигает 50-200 м/с. Высокая скорость роста двойников объясняется значительной концентрацией напряжений, а также тем, что частичные двойникующие дислокации имеют меньший вектор Бюргерса, а значит, и большую силу, действующую на единицу длины, по сравнению с полными дислокациями. Кроме того, сопротивление (трение) решётки движению двойникующих дислокаций меньше, чем при скольжении полных дислокаций, опять же благодаря различию их векторов Бюргерса. Для роста двойника требуется напряжение в 1000 раз меньше, чем для его зарождения.

Двойники в металлах взаимодействуют между собой и другими дефектами. Они пересекают полосы скольжения. Если на своём пути двойники встречают препятствия (границы зёрен, неметаллические включения), тормозящие их движение, это способствует изменению ширины двойников. В местах торможения двойников на границах зёрен и субграницах возникают чёткие ступеньки, создаются готовые скопления дислокаций, что вызывает концентрацию напряжений. Кроме того, двойники распространяются с огромной скоростью и резко тормозятся, в результате чего возникает ударная волна, энергия которой частично отражается от препятствия, частично преломляется им (проходит через него). В обоих направлениях создаются волны напряжения (продольные и поперечные). В этих участках образуются сложно деформированные зоны, так называемые деформационные факелы, представляющие собой веер полос скольжения.

Двойники могут взаимодействовать с дислокациями, движущимися в плоскостях скольжения. Дислокации тормозятся у границ двойников, вызывая появление на них ступенек, либо преобразуются в двойникующие дислокации, порождающие новые двойники.

При двойниковании поликристаллического металла каждое зерно принимает вытянутую форму в результате перемещения частей зерна относительно друг друга под действием касательных напряжений и изменения ориентировки кристаллической решётки.

В некоторых металлах и сплавах двойники возникают при отжиге после пластической деформации. Двойники отжига легко отличить от двойников деформации: они более широкие. Эти двойники возникают в местах локализации предварительной деформации.

2.6 Двойникование в гексагональных металлах

Двойникование в металлах с гексагональной решёткой является распространённой формой деформации ввиду ограниченных возможностей для скольжения, которое осуществляется, как правило, в базисной плоскости. В том случае, когда кристалл неблагоприятно ориентирован для базисного скольжения (ось растяжения находится под углом $5-10^0$ к базисной плоскости), двойникование наблюдается при достаточно больших напряжениях: для чистого кадмия при напряжениях сдвига 1,0-7,0 МПа, в то время как для базисного скольжения достаточно 0,2-0,3 МПа. Кристаллы цинка с базисной плоскостью, параллельной направлению растяжения, двойниваются при напряжении сдвига 25,0-50,0 МПа после предварительного скольжения по пирамидальным плоскостям $\{112\bar{2}\}$.

Наблюдения показывают, что скольжение должно предшествовать двойникованию, поскольку зарождение двойников связано с наличием концентрации напряжений, для возникновения которых необходимо создание определённого расположения дислокаций. Из экспериментов по двойникованию хорошо известно, что в плохо обработанных кристаллах (с повреждениями, царапинами и другими дефектами обработки) двойники образуются при значительно меньших напряжениях, чем в неповреждённых кристаллах. Это объясняет большие колебания значений приведённого напряжения сдвига для двойникования, известные из литературы. Лишь только во время испытаний образуется один двойник, как вслед за ним взрывоподобно возникает много других, причём этот процесс сопровождается ощутимым звуком. На кривых напряжение-деформация часто прояв-

ляется заметная зубчатость, когда начинается двойникование и нагрузка релаксирует. При дальнейшем приложении нагрузки деформация двойникованием возобновляется при значительно меньших напряжениях и сопровождается скольжением внутри двойников, что становится возможным вследствие переориентировки кристалла в двойниковых областях.

Вид деформации, например растяжение или сжатие, играет решающую роль в появлении двойников в гексагональных металлах. Это зависит от ориентировки оси образца относительно кристаллографических осей. Если взять кристалл цинка с базисной плоскостью, параллельной оси образца, то растяжение образца приведёт к двойникованию по любой плоскости типа $\{10\bar{1}2\}$. В случае деформации сжатия кристалл подобной ориентировки деформируется путём сбросообразования.

Однако положение меняется, если мы рассматриваем металл с другим значением соотношения осей c/a , например магний. С изменением отношения осей от 1,856 для цинка до 1,624 для магния угол между базисной плоскостью и плоскостью двойникования $(10\bar{1}2)$ уменьшается от 47° до 43° . На рис. 2.9 изображена ситуация для этих двух металлов до двойникования и после него.

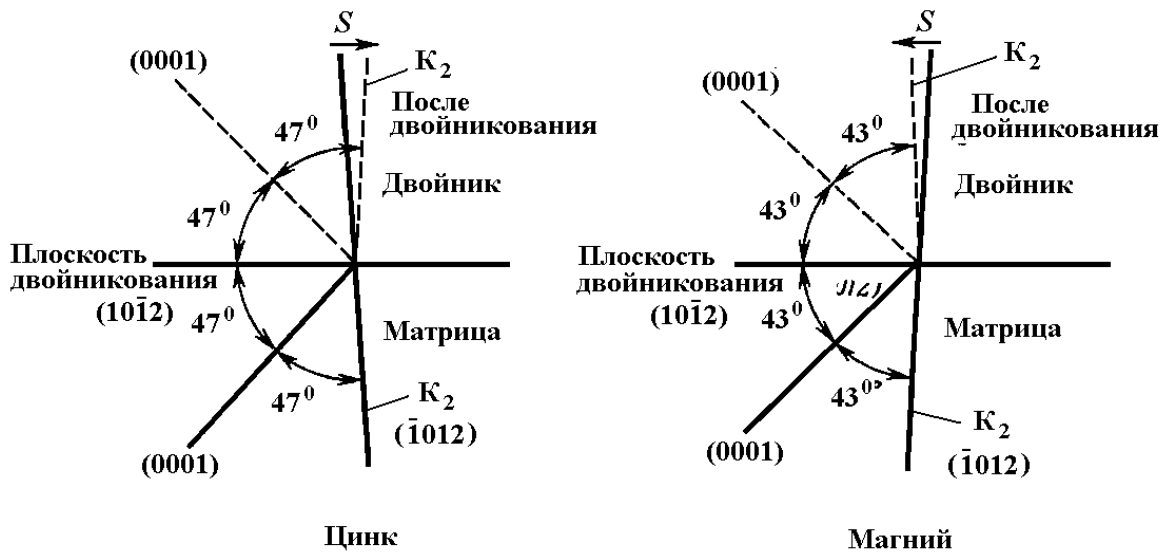


Рис. 2.9. Геометрия двойникования в цинке и магнии

Для цинка длина кристалла, параллельная базисной плоскости, внутри двойникового материала увеличивается, когда неискажённая плоскость K_2 поворачивается по часовой стрелке. С другой стороны, в магнии неискажённая плоскость K_2 должна поворачиваться против часовой стрелки для соблюдения углового соответствия, так что кристалл укорачивается в направлении, параллельном базисной плоскости. Следовательно, для магния двойникования следует ожидать в том случае, когда происходит деформация сжатия, а не растяжения, тогда как для цинка справедливо обратное утверждение. Для металлов с меньшим отношением осей поведение при двойниковании становится более сложным. Например, для титана и циркония двойникование наблюдается не только по плоскости $\{10\bar{1}2\}$, но и по плоскости $\{11\bar{2}2\}$, а также по другим плоскостям данного типа.

2.7 Двойникование в объёмноцентрированных кубических металлах

При ударном нагружении железа, например во время взрывной деформации, образуются очень тонкие, кристаллографически правильно расположенные пластины, которые называются полосами Неймана. Несмотря на то, что они были известны ещё с 1850 г., лишь в 1950-е годы с помощью кристаллографических методов удалось установить, что это двойники. Известно, что двойники образуются при деформации многих объёмноцентрированных кубических металлов, включая молибден, вольфрам, хром, ниобий и тантал, однако большая часть систематизированной информации получена при изучении железа.

Двойники в объёмноцентрированных кубических металлах обычно бывают длинными и тонкими, редко толще $5 \cdot 10^{-4}$ см, поскольку с двойникованием связано протекание большой сдвиговой деформации (табл. 1). Плоскостью двойникования в большинстве случаев является $\{112\}$, а на-

правлением сдвига – $\langle 111 \rangle$. Плоскости двойникования $\{112\}$ упакованы в последовательности $ABCDEFABC\dots$. Если в этой структуре задать смещение слоя A по отношению к предыдущему слою F , равное $a/6[\bar{1}\bar{1}1]$, то образуется дефект упаковки $ABCDEFEFABC\dots$, для которого плоскость F будет зеркальным отражением плоскостей E , т. е. дефект упаковки представляет собой двойниковую прослойку толщиной $a/3[112]$, равную расстоянию между плоскостями (112) . Для образования двойникового кристалла указанную операцию необходимо проделать на каждой последующей за A плоскости (112) , чтобы получить последовательность упаковки $ABCDEFEDCBA$. Подобное превращение даёт сдвиг $0,707$, и именно такое значение получается из экспериментальных наблюдений. Такого же изменения ориентировки можно достичь путём большего сдвига в противоположном направлении, а именно $-a/3[\bar{1}\bar{1}1]$, но энергетически это невыгодно и практически не наблюдалось. Это подчёркивает ранее приведённое положение, согласно которому двойниковый сдвиг происходит в одном направлении. Таким образом, как и в случае гексагональной структуры, ориентировка кристалла относительно приложенного напряжения и вид нагружения (растяжение или сжатие) определяют действие той или иной системы двойникования.

Склонность к двойникованию в объёмноцентрированных кубических металлах возрастает с увеличением скорости деформирования, и двойники обычно не встречаются в чистом железе после растяжения при комнатной температуре. Однако в общем тенденция к двойникованию возрастает с понижением температуры испытаний, а при 4 K чистое железо деформируется двойникованием при растяжении. С другой стороны, деформация ударом вызывает двойникование при комнатной температуре.

Существенное влияние могут оказывать также примеси; например, добавка кремния к железу приводит к более активному протеканию двойникования при деформации.

2.8 Двойникование в гранцентрированных металлах

Деформационные двойники были обнаружены в кристаллах меди, серебре, золоте, никеле, но во всех случаях для их получения необходимы очень высокие напряжения сдвига, которые достигаются только при низких температурах или больших деформациях. Так же, как и в случае гексагональных металлов, двойникование в гранцентрированных кубических металлах при низких температурах часто приводит к появлению зубчатости на кривых напряжение-деформация. Плоскостью двойникования неизменно является плотноупакованная плоскость $\{111\}$, которая представляет собой также плоскость скольжения во всех гранцентрированных кубических металлах, а направлением двойникования – $\langle 112 \rangle$. При двойниковании правильная упаковка с последовательностью $ABCABCABC\dots$ изменяется на $ABCABA'C'B'A'$. Слой B является границей (плоскостью) двойника, при переходе через которую кристалл имеет противоположную относительно несдвоенной области упаковку.

Сплавы – твёрдые растворы гранцентрированных кубических металлов ($Ag+Au$, $Cu+Zn$, $Cu+Al$, $Cu+In$) имеют большую склонность к двойникованию, чем чистые металлы. Для сплавов наблюдаются более низкие значения приведённого напряжения сдвига, при которых образуются двойники. Для сплавов на основе меди эти напряжения не превышают 0,4 - 1,2 МПа. Как правило, напряжение сдвига при двойниковании понижается с уменьшением энергии дефекта упаковки. Энергия дефекта упаковки металла-растворителя может существенно понижаться вследствие наличия атомов растворённого вещества, что связано с изменением числа валентных электронов на атом. Многовалентные металлы более эффективно снижают величину энергии дефекта упаковки, чем одновалентные (например, никель). Ввиду того, что в гранцентрированных кубических металлах

двойники образуются при изменении последовательности упаковки плотноупакованных плоскостей $\{111\}$, по которым при расщеплении дислокаций легко возникают дефекты упаковки, естественно предположить корреляцию между энергией дефекта упаковки и склонностью к образованию деформационных двойников. Действительно, это было подтверждено экспериментально.

2.9 Дислокационный механизм двойникового

Представляется очевидным, что дислокационный механизм должен непосредственно действовать в процессе двойникового, так же как и в процессе скольжения. Хотя для начала двойникового требуется более высокое напряжение, чем для скольжения, эти напряжения значительно ниже теоретической прочности, так что механизм, включающий одновременное движение всех атомов в двойнике, представляется нереальным и предпочтение следует отдать дислокационным механизмам двойникового.

Важным моментом в развитии теории двойникового было введение двойниковой дислокации¹⁴, приведённой на рис. 2.10. Проведя контур Бюргера в кристалле, можно определить вектор Бюргера такой дислокации: $b=sa$. Здесь a – межплоскостное расстояние.

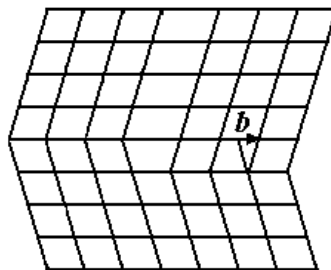


Рис. 2.10. Схематическое изображение двойниковой дислокации

¹⁴ Владимирский К.В. О двойнировании кальцита // Журн. экспериментальной и теоретической физики, 1947, Т. 17, Вып. 6, с. 530 – 536.

Для осуществления кооперативного перемещения атомов на часть межатомного расстояния необходимы двойникоующие дислокации с вектором Бюргера, значение которого меньше параметра решётки, т. е. частичные дислокации. Двойникование происходит под действием напряжения частичной дислокации Шокли, связанной с дефектами упаковки в кристаллической решётке. Она является границей дефекта упаковки, отделяющей его от совершенной решётки, и расположена в плоскости дефекта упаковки. Вектор Бюргера частичной дислокации Шокли находится в плоскости дефекта упаковки, служащей плоскостью скольжения дислокации. Вектор Бюргера двойникоующей частичной дислокации в металлах с г. ц. к. решёткой равен $a/6[112]$, а в металлах с о. ц. к. решёткой – $a/6[111]$.

Двойникоующая дислокация перемещается скольжением в кристаллографической плоскости двойникования. Пробег двойникоующей дислокации в одной плоскости способствует переходу в двойниковую ориентацию одного слоя атомов. Для образования многослойного двойника (видимого в микроскоп), необходимо, чтобы в каждом из параллельных слоёв решётки участка с дефектом упаковки зарождалась и скользила двойникоующая дислокация. Двойникование облегчается, если рядом с двойникоующей дислокацией имеется другая, с винтовой ориентацией, у которой вектор Бюргера перпендикулярен к плоскости дефекта упаковки. Винтовая дислокация способствует скольжению двойникоующей дислокации по винтовой поверхности. Двойникоующая дислокация всё время движется вокруг линии винтовой дислокации, при этом дефект упаковки также распространяется по винтовой поверхности и атомы переходят в новое двойниковое положение на каждом горизонте. Если на пути двойникоующей дислокации встречается препятствие, она его обходит путём поперечного скольжения. При этом ширина двойника изменяется.

Существование двойникоующих дислокаций подтверждено многочисленными исследованиями границ двойников.

Двойникование может вносить существенный вклад в общую пластическую деформацию металла. Оценка максимально возможного вклада двойникования в общую пластическую деформацию металла была выполнена Шмидом и Боасом (Schmid E., Boas W.) для монокристаллического образца. По их данным, относительное удлинение ε при полном двойниковании монокристалла выражается из

$$1 + \varepsilon = \sqrt{1 + 2s \sin \beta \cos \alpha + s^2 \sin^2 \beta}, \quad (1.3)$$

где s – элементарный относительный сдвиг при двойниковании; β – угол между осью образца и плоскостью двойникования; α – угол между осью образца и направлением двойникования.

Для сплавов с о. ц. к. решёткой в случае двойникования по плоскости $\{112\}$ величина ε максимальна при $\alpha = \beta = 54,7^\circ$ и равна 41,4%. Итак, минимально возможный вклад двойникования в процесс пластического деформирования может быть достаточно высоким.

В заключение следует отметить, что двойникование – важный способ деформации объёмноцентрированных кубических металлов. (особенно при низких температурах и высоких скоростях деформации) и гексагональных металлов. При деформации гранецентрированных кубических металлов этот процесс не имеет большого значения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бернер Р., Кронмюллер Г. Пластическая деформация монокристаллов, М., Мир, 1969, 272 с.
2. Полухин П.И., Горелик С.С., Воронцов В.К. Физические основы пластической деформации, М., Metallurgy, 1982, 584 с.
3. Новиков И.И., Розин К.М. Кристаллография и дефекты кристаллической решетки. М.: Metallurgy, 1990, 336 с.
4. Бельченко Г.И., Губенко С.И. Основы металлографии и пластической деформации стали, Киев-Донецк, «Вища Школа», Головное издательство, 1987, 240 с.
5. Мак Лин Д. Механические свойства металлов, М., Metallurgy, 1965, 431 с.
6. Е. Шмид, В. Боас, Пластичность кристаллов, в особенности металлических, М.: ГОНТИ НКТП, 1938; 316 с.
7. Хоникомб Р. Пластическая деформация металлов, М., Мир, 1972, 408 с.
8. В.А. Фёдоров, Ю.И. Тялин, В.А. Тялина Дислокационные механизмы разрушения двойникующихся материалов, М., Машиностроение-1, 2004, 336 с.