

ТЕХНИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

В. И. АРХАРОВ, Г. Н. КОЛЕСНИКОВ и А. Н. ОРЛОВ

О ВОЗМОЖНОМ РАЗВИТИИ ТЕОРИИ ДИСЛОКАЦИЙ

(Представлено академиком И. П. Бардиным 27 VII 1953)

Физическая теория пластической деформации кристаллических тел требует рассмотрения механизма распространения пластической деформации в кристалле. Этот механизм дается теорией дислокаций ⁽¹⁾.

Основным затруднением существующей теории дислокаций является чрезмерно большая величина энергии, потребной для зарождения дислокаций, и весьма большое число дислокаций, которые должны иметься в кристалле до приложения внешних сил. Нам представляется возможным преодолеть это затруднение теории дислокаций и в то же время сделать ее более универсальной путем излагаемого ниже развития представления о самой дислокации.

Линейная дислокация, рассматриваемая в существующей теории, представляет собой искажение решетки, характеризуемое следующими кристаллогеометрическими элементами: 1) ось дислокации (прямая, лежащая в плоскости скольжения перпендикулярно направлению скольжения, проходящая сквозь весь кристалл; межатомные расстояния в решетке изменены вблизи этой оси максимально и приближаются к норме по мере удаления от нее, причем по одну сторону плоскости скольжения межплоскостные расстояния уменьшены, по другую — увеличены); 2) фронт дислокации (плоскость, проходящая через ось дислокации перпендикулярно плоскости скольжения; фронт дислокации по одну сторону плоскости скольжения содержит плоский атомный слой, для которого межплоскостные расстояния от ближайших соседних слоев максимально уменьшены против нормы; этот атомный слой является как бы «вклинившимся» между соседними слоями; по другую сторону плоскости скольжения фронт дислокации проходит посредине «зазора» между двумя атомными слоями, раздвинутыми максимально против нормы. Этот зазор образовался как бы посредством изъятия целого атомного слоя, место которого в решетке осталось «вакантным». Фронт дислокации как выше, так и ниже плоскости скольжения пронизывает всю решетку и выходит всюду на наружную поверхность кристалла).

Распространение процесса пластической деформации в кристалле можно описывать как смещение фронта дислокации. В общем случае смещение разных участков фронта может происходить с разной скоростью и могут образоваться выступы фронта, на боковых сторонах которых получают особого рода искажения решетки — винтовые дислокации (правые и левые). Посредством винтовых дислокаций выступающие участки фронта сопрягаются с одной стороны с основным фронтом, с противоположной же стороны — с наружной поверхностью кристалла (возникновение плоского выступа фронта линейной дислокации порождает две пары винтовых дислокаций по краям выступа). Искажения решетки, образуемые винтовыми дислокациями, постепенно затухают с расстоянием от краев ограничиваемого ими выступа оси линейной дислокации.

Рассмотрим систему дислокаций, состоящую из двух пар линейных (положительных и отрицательных) дислокаций и восьми пар винтовых (левых и правых) дислокаций, расположенных в следующем порядке.

В одной плоскости скольжения расположим на некотором расстоянии друг от друга положительную и отрицательную дислокацию (с параллельными осями). В другой плоскости скольжения, параллельной первой и отстоящей от нее на несколько межплоскостных расстояний, расположим вторую пару (с осями, параллельными первой паре) так, чтобы против положительной дислокации в первой плоскости (на одной нормали к последней) расположилась отрицательная дислокация во второй плоскости скольжения, а против отрицательной дислокации в первой плоскости расположилась положительная во второй.

Таким образом, дислокации, лежащие в разных плоскостях скольжения, будут попарно иметь общую плоскость фронта. В промежутке между двумя плоскостями скольжения у одной из этих пар по общей плоскости фронта будет иметься «вклиненный» между соседними, дополнительный атомный слой, а у другой из этих пар дислокаций фронт пройдет по «зазору» между разреженными атомными слоями, т. е. по «вакантному» слою, не содержащему атомов. В этом смысле ширину промежутка между взятой парой плоскостей скольжения можно назвать «высотой фронта ограниченной дислокации».

Каждую из взятых четырех линейных дислокаций ограничим вдоль ее оси винтовыми дислокациями, подобранными так, чтобы в каждой боковой плоскости навстречу друг другу от краев осей соответствующих линейных ограниченных дислокаций шли одноименные (правые или, соответственно, левые) винтовые дислокации, а в противоположных направлениях — к соответствующим наружным поверхностям кристалла — винтовые дислокации противоположного знака. Участки вдоль оси каждой из четырех линейных дислокаций (между парой ограничивающих ее винтовых дислокаций) сделаем одинаковыми по длине. Учитывая принятое нами распределение знаков взятых линейных дислокаций, легко видеть, что пределами участков, ограниченных винтовыми дислокациями, произойдет взаимная компенсация искажений решетки. Заметные искажения решетки будут главным образом сосредоточены в объеме параллелепипеда, имеющего «продольными» ребрами четыре отрезка осей линейных дислокаций, причем одна пара продольных граней совпадает с плоскостями скольжения, другая пара продольных граней — с плоскостями фронта линейных дислокаций, третья пара (торцевых) граней параллелепипеда образована плоскостями винтовых дислокаций. Такую систему можно рассматривать как пару «ограниченных» дислокаций.

Будем теперь сближать взятые плоскости скольжения (уменьшать высоту фронта ограниченной дислокации h) и плоскости винтовых дислокаций (уменьшать длину оси ограниченной дислокации l). При уменьшении h и l до величины, соизмеримой с нормальным межплоскостным расстоянием в решетке, мы получим в пределе, с одной стороны, одиночный атом, вклинившийся в междуузлие, а с другой стороны, — один «вакантный узел» (дырку) на месте соответствующих пар исходных линейных дислокаций.

Таким образом, рассмотренная нами система дислокаций позволяет путем постепенного сокращения h и l осуществить своего рода «вырождение» в два простейшие структурные элемента, которые могут быть получены и совершенно иным путем, а именно элементарным актом диффузии, в котором атом, сидящий в каком-либо узле неискаженной решетки, смещается в ближайшее междуузлие, оставляя узел, покидаемый им при этом, вакантным. Далее эти два структурных элемента (атом, вклинившийся в междуузлие, и дырка) могут разойтись в решетке на большое расстояние путем последовательных элементарных диффузионных актов.

Можно представить себе, что образовавшиеся в разных местах, независимо друг от друга, два «одноименных» структурных элемента (две дырки или два вклинившихся в междоузлие атома) путем самодиффузии окажутся в непосредственном соседстве. Есть основания предположить, что энергия активации для такого сближения двух однородных структурных элементов того же порядка, что и энергия активации элементарного акта диффузии, создающего пару разнородных элементов, или акта, в котором такие два элемента удаляются друг от друга на двойное расстояние. Того же порядка величины будет энергия активации для присоединения третьего однородного структурного элемента к паре ранее сблизившихся.

Расположение этих элементов в одной определенной кристаллографической плоскости будет энергетически выгоднее, чем в других плоскостях. В этой же плоскости легче может расположиться (рядом с предыдущими) и следующий, четвертый структурный элемент того же рода. Дальнейшее присоединение тех же элементов в этой же плоскости будет создавать плоский слой. Накопление вклинившихся в междоузлия атомов будет создавать «дополнительный» или вклинившийся между соседними кристаллографическими сетками атомный слой, а подобное же накопление дырок — плоский зазор между соседними двумя сетками (вакантный участок в нормальном атомном слое) *.

Начиная с некоторого момента такого роста, подобные структурные образования будут эквивалентны рассмотренным еще сочетаниям дислокаций; каждое из двух таких возможных структурных образований может быть описано как сочетание пары разноименных линейных дислокаций, расположенных в разных плоскостях скольжения и ограниченных по бокам двумя парами винтовых дислокаций, т. е., короче говоря, как ограниченная дислокация. При дальнейшем разрастании рассматриваемые структурные образования могут достичь периферии кристалла и стать обычными линейными дислокациями; образование, которое строилось из вклинившихся атомов, даст дислокацию одного знака, а строившееся из дырок (при прочих равных геометрических условиях) — дислокацию другого знака.

Однородно направленные упругие искажения решетки, вызываемые внешними деформирующими силами, при определенной ориентации относительно возможных в данной решетке плоскостей скольжения будут облегчать сближение вклинившихся в междоузлия атомов или дырок, образующих дислокационный фронт.

Очевидно, энергия активации зарождения дислокации в таком механизме разбивается на элементарные доли, каждая из которых приблизительно равна энергии активации самодиффузии.

В кристалле до приложения внешних деформирующих сил имеется достаточно большая концентрация самодиффузионных нарушений правильности решетки, причем эти структурные элементы группируются в плоские участки разных размеров, вновь возникающие и распадающиеся в ходе теплового движения.

При приложении внешних сил создаваемое ими поле упругих напряжений облегчает построение дислокаций путем накопления однородных самодиффузионных элементов. Таким путем возникают ограниченные дислокации разных размеров h и l . Такие дислокации могут начать смещаться (и тем осуществлять пластическое скольжение в кристалле) на любой стадии своего разрастания, не дожидаясь выхода краев

* Возможно, что плоскость энергетически наивыгоднейшего накопления вклинившихся в междоузлия атомов (или дырок) не перпендикулярна плоскости и направлению скольжения. Это не мешает рассматривать плоскость накопления как фронт ограниченной дислокации, очевидно могущий смещаться в направлении скольжения, оставаясь параллельным исходному положению и двигаясь как целое или образуя выступы при неодинаковой скорости смещения в разных своих участках.

фронта на наружную поверхность кристалла. При заданных температуре и напряжении существует критический размер дислокации, при достижении которого она смещается преимущественно как целое. Очевидно, чем выше температура, тем легче начинается смещение «недоразвитых» дислокаций. При высоких температурах развитие крупных дислокаций будет нарушаться тепловым движением, и в процессе пластического скольжения кристалла будут преобладать смещения ограниченных (недоразвитых) и притом малых по размерам дислокаций (тем меньших, чем выше температура).

При очень высоких температурах дислокации окажутся «вырожденными» до минимальных размеров — элементарных нарушений правильности решетки (вклинившихся в междоузлия атомов и дырок). Пластическая деформация при этом будет осуществляться самодиффузионными элементарными актами. В этом смысле и следует понимать механизм «диффузионной пластичности».

В представленном нами механизме пластической деформации возможны такие детали, как зарождение ограниченной дислокации в сплошной толще правильной кристаллической решетки, ее смещение на некотором протяжении и прекращение этого смещения вследствие исчезновения дислокации путем ее вырождения. При этом нет необходимости, как было в старой теории, чтобы при зарождении в толще кристалла возникала пара эквивалентных дислокаций разного знака. Возникновение одной достаточно крупной по размерам дислокации (путем ее разрастания из самодиффузионных элементов) может быть компенсировано возникновением равного числа самодиффузионных элементов противоположного знака, но остающихся рассеянными по решетке.

Представление об образовании одного особого вида дислокаций («связанных») в результате соединения дырок было высказано Зейцем⁽²⁾. Развитые нами в настоящей статье представления являются более универсальными, поскольку они не предreshают специального вида дислокаций и позволяют рассматривать в единой схеме процессы скольжения и диффузии.

Институт физики металлов
Уральского филиала Академии наук СССР

Поступило
27 VII 1953

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ А. Х. Коттрель, УФН, 46, 179 (1952). ² F. Seitz, Phys. Rev., 79, 890 (1950).