

$\approx 3 \cdot 10^{-4} G$. Полученное значение по порядку величины совпадает с критическим напряжением, при котором начинается пластическая деформация реальных кристаллов. Этот факт свидетельствует о том, что пластическая деформация кристаллов связана с движением дислокаций. (Подробно эта связь обсуждается в гл. 4.)

2. Вектор \vec{b} не лежит в плоскости перемещения дислокации, т. е.

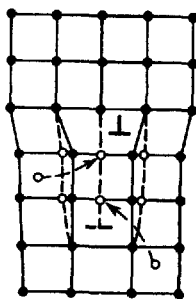
$$(\vec{n} \cdot \vec{b}) \neq 0. \quad (3.42)$$

В этом случае движущаяся дислокация оставляет за собой либо вакансии, либо междоузельные атомы в зависимости от знака компоненты \vec{b} , параллельной вектору \vec{n} . Если плотность материала в плоскости перемещения сохраняется, то движение дислокации обязательно сопровождается переносом вещества к этой плоскости (или от нее) за счет диффузии атомов (рис. 3.21). Такое движение называют *переползанием*, так как при движении дислокация «переползает» из своей истинной плоскости скольжения, определяемой условием $(\vec{n} \cdot \vec{b}) = 0$. Переползание дислокаций играет важную роль при высоких температурах, когда высокая диффузионная подвижность атомов.

Если вектор \vec{b} параллелен вектору \vec{l} , т. е. дислокация винтовая, то любой вектор \vec{n} , для которого $(\vec{n} \cdot \vec{l}) = 0$, также удовлетворяет условию (3.40), т. е. *всякое движение винтовой дислокации является скольжением*. При этом плоскость скольжения неопределенна. Плоскостью скольжения винтовой дислокации может быть любая из плоскостей области, осью которой служит линия дислокации. Переползание винтовых дислокаций, связанное с диффузионным переносом вещества, невозможно.

3.10. НАПРЯЖЕНИЯ, СВЯЗАННЫЕ С ДИСЛОКАЦИЯМИ. ЭНЕРГИЯ ДИСЛОКАЦИИ

При образовании дислокации в кристалле решетка упруго деформируется и вокруг дислокации создается поле упругих напряжений. Поле напряжений вокруг краевой дислокации имеет достаточно сложный вид. По одну сторону от плоскости скольжения, там, где имеется лишняя полуплоскость (см. рис. 3.9), расстояние между атомами уменьшено, т. е. атомы испытывают действие сжимающих напряжений. По другую сторону расстояние между атомными рядами увеличено по



3.21. Переползание дислокации за счет поглощения междоузельных атомов

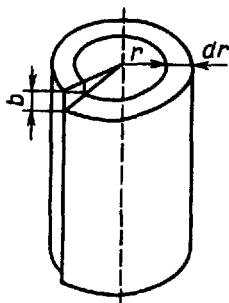


Рис. 3.22. Винтовая дислокация, полученная в результате деформации цилиндрической трубки, вырезанной из кристалла.

сравнению с неискаженным кристаллом, т. е. имеются растягивающие напряжения. Это локальное расширение получило название *дилатации*. Более простой вид имеет поле напряжений вокруг винтовой дислокации.

Вырежем мысленно из кристалла цилиндрическую трубку радиусом r и образуем вдоль ее оси винтовую дислокацию, разрезав цилиндр и сместив края разреза на расстояние b так, как показано на рис. 3.22. В трубке возникает такая упругая деформация, что при обходе контура длиной $2\pi r$ полное упругое смещение составляет b . Таким образом, средняя упру-

гая деформация равна $\left(\frac{b}{2\pi r}\right)$. Восполь-

зовавшись законом Гука, находим среднее напряжение

$$\tau = G \frac{b}{2\pi r}. \quad (3.43)$$

Видно, что поле напряжений прямолинейной дислокации имеет дальнедействующий характер, спадая, как r^{-1} . На расстоянии $(10^3-10^4)b$ от линии дислокации напряжения составляют величину $\sim (10^{-4}-10^{-5})G$. Как мы видели, при таких напряжениях дислокации уже могут двигаться. Таким образом, если на расстоянии $\sim (10^3-10^4)b$ от дислокации находится другая дислокация, то под действием напряжений, созданных первой дислокацией, вторая может начать скольжение. Другими словами можно сказать, что *между дислокациями существует сильное упругое взаимодействие*. Из рис. 3.23 легко понять, например, что две краевые дислокации, расположенные в одной плоскости скольжения, отталкиваются, если они одноименные, и притягиваются, если они разноименные.

В последнем случае дислокации могут подойти вплотную друг к другу и аннигилировать (рис. 3.24, а). При этом из

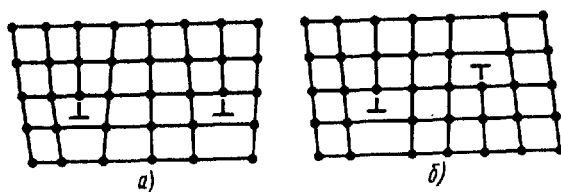


Рис. 3.23. Две краевые дислокации, расположенные в одной плоскости скольжения: а — дислокации одного знака отталкиваются; б — дислокации разных знаков притягиваются

двух «лишних» полуплоскостей образуется одна атомная плоскость. Аннигиляция разноименных дислокаций, расположенных в параллельных плоскостях скольжения, может сопровождаться образованием междоузельных атомов (рис. 3.24, б) или вакансий (рис. 3.24, в). Этот эффект может играть весьма важную роль в образовании точечных дефектов в процессе пластической деформации.

Две винтовые дислокации с одинаковым вектором Бюргерса, но противоположного знака, движущиеся в одной плоскости скольжения, также взаимно уничтожаются.

Из (3.43) следует, что при $r \rightarrow 0$ напряжения стремятся к бесконечности, т. е. в центре дислокации не выполняется закон Гука. Здесь для определения поля напряжений нужно пользоваться дискретной атомной моделью. Область вокруг линии дислокации, в которой не применима линейная теория упругости, называют *ядром дислокации*. Радиус ядра дислокации $r_0 \approx b$.

Предполагая, как и раньше, что кристалл ведет себя как упругое тело, вычислим энергию дислокации. При этом воспользуемся моделью винтовой дислокации, изображенной на рис. 3.22. Чтобы произвести смещение краев разреза (см. рис. 3.22), необходимо приложить силы, распределенные по поверхности этого разреза. Очевидно, что энергия дислокации E_d равна работе, совершенной этими силами для создания смещения \vec{b} , т. е.

$$E_d = \int (\vec{F} \cdot \vec{b}) dS. \quad (3.44)$$

Здесь интеграл берется по всей площади разреза. Для вычисления E_d необходимо найти среднюю силу \vec{F} (в расчете на единичную площадь), приложенную к точке поверхности во время процесса смещения. Представим кристалл в виде набора концентрически расположенных трубок, в центре которого находится дислокация.

При малой толщине каждой трубки ее геометрическая форма не имеет особого значения для расчета силы, препятствующей смещению. Эта сила не изменится, если развернуть тонкостенную трубку в плоскую пластину (рис. 3.25).

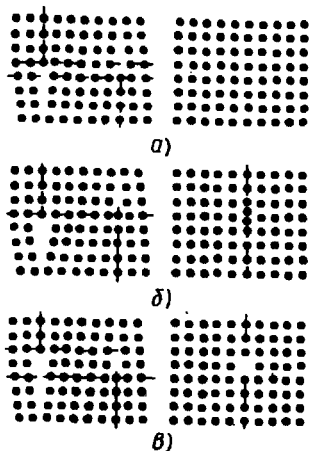


Рис. 3.24. Две краевые дислокации противоположного знака, движущиеся в соседних плоскостях скольжения

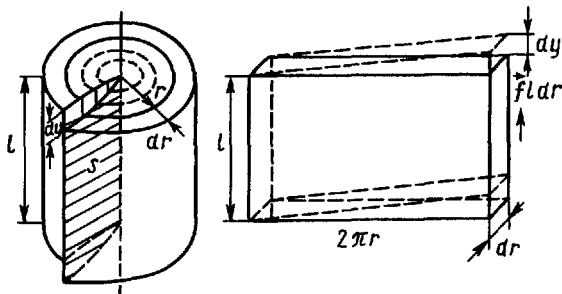


Рис. 3.25. Цилиндрическая трубка развернута в плоскую пластину

Пластинка испытывает смещение dy под действием силы $\vec{f} \cdot l \cdot dr$, приложенной к ее грани. Здесь $l \cdot dr$ — площадь грани, а \vec{f} — сила, отнесенная к единичной площади.

Силу \vec{f} , необходимую для того, чтобы вызвать сдвиг на \vec{b} в цилиндрической трубке, расположенной на расстоянии r от линии дислокации, найдем из закона Гука:

$$\vec{f} = \frac{G \vec{b}}{2 \pi r}. \quad (3.45)$$

Сила \vec{F} в (3.44) представляет собой среднее значение силы $\vec{f}_{\text{ср}}$ и составляет половину значения \vec{f} при смещении \vec{b} , т. е.

$$\vec{F} = \vec{f}_{\text{ср}} = \frac{1}{2} \vec{f} = \frac{G \vec{b}}{4 \pi r}. \quad (3.46)$$

Таким образом, энергия дислокации

$$E_d = \int \frac{G b^2}{4 \pi r^2} dS = \int_{r_0}^R \int_0^l \frac{G b^2}{4 \pi r} dr dy \quad (3.47)$$

или

$$E_d = \frac{G b^2 l}{4 \pi} \ln \frac{R}{r_0}. \quad (3.48)$$

Здесь l — длина дислокации; r_0 — радиус ядра дислокации. При известных значениях r_0 и l энергия дислокации зависит от предела интегрирования R по координате r . Энергия одной отдельной дислокации в бесконечном кристалле также бесконеч-

но велика. Однако в реальных кристаллах плотность дислокаций достаточно велика, так что среднее расстояние между дислокациями составляет около 10^4 межатомных расстояний. В случае хаотического распределения дислокаций их взаимодействие приводит к взаимной компенсации упругих деформаций возле каждой дислокации. Таким образом, упругие деформации снимаются на расстояниях, примерно равных среднему расстоянию между дислокациями, т. е. можно считать $R \approx 10^4 b$.

Если вектор Бюргерса \vec{b} в (3.48) принять равным 0,25 нм, а модуль сдвига $G = 10^{11}$ Па, то E_d , приходящаяся на 1 м длины дислокации, составляет $4 \cdot 10^{-9}$ Дж, или в расчете на одно межатомное расстояние вдоль линии дислокации $\approx 10^{-18}$ Дж ($\approx 6 \text{ эВ}$). Это очень большая величина.

Несколько более сложные расчеты энергии краевой дислокации приводят к следующему выражению:

$$E_d = \frac{G b^2 l}{4 \pi (1-\nu)} \ln \frac{R}{r_0}. \quad (3.49)$$

Сравнение (3.49) и (3.48) показывает, что энергии винтовых и краевых дислокаций близки. Энергия дислокации увеличивается с увеличением вектора Бюргерса пропорционально b^2 . Поэ-

тому дислокация с вектором Бюргерса $\vec{b} = n \vec{b}_1$ неустойчива, ибо, расщепляясь на n отдельных дислокаций с меньшим вектором Бюргерса \vec{b}_1 , она может снизить свою энергию от значения

$$\frac{G n^2 b_1^2 l}{4 \pi} \ln \frac{R}{r_0} \quad \text{до} \quad n \frac{G b_1^2 l}{4 \pi} \ln \frac{R}{r_0}.$$

При обсуждении точечных дефектов мы видели, что их концентрация сильно зависит от термодинамической температу-

ры $\left[\sim \exp \left(- \frac{E}{k_B T} \right) \right]$. Одним из важнейших свойств

дислокаций является то, что их количество от температуры не зависит. Это связано с тем, что энергия образования дислока-

ций очень велика и фактор Больцмана $\left[\exp \left(- \frac{E}{k_B T} \right) \right]$ при

нормальных температурах не играет существенной роли. Плотность дислокаций в кристаллах зависит, в основном, от его предшествующей истории, т. е. метода выращивания, механической обработки и т. п.