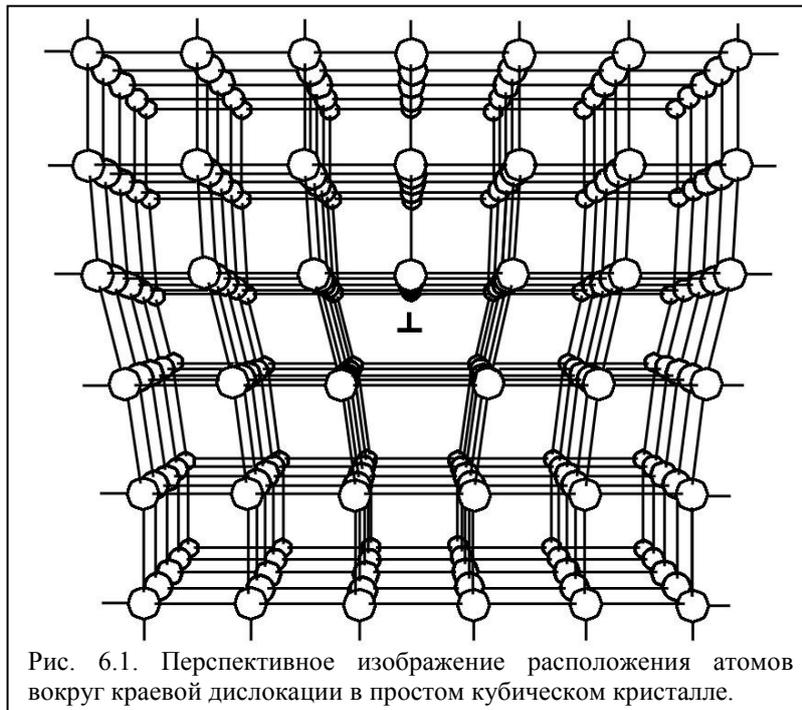


6. ЛИНЕЙНЫЕ ДЕФЕКТЫ

Линейными дефектами называются несовершенства кристаллической структуры, которые в двух измерениях имеют размеры, близкие к атомным, а в третьем значительно превышают размеры элементарной ячейки. К этому виду дефектов относятся дислокации, простейшими из которых являются краевые, винтовые и смешанные. Дислокация представляет собой более сложный дефект кристаллической структуры, чем любой из точечных дефектов. Краевые и винтовые являются предельными видами дислокаций. Любая реальная дислокация обычно представляет собой сочетание этих двух видов. Геометрические свойства дислокаций общего вида описать довольно трудно, но в предельных случаях – краевых и винтовых дислокаций – их многие свойства достаточно легко рассмотреть.

6.1. Краевые дислокации

На рис. 6.1 показано расположение атомов, характерное для краевой дислокации. Искажение кристаллической структуры вызвано введением в часть объема



кристалла лишней атомной плоскости (точнее, полуплоскости). Искажения структуры сосредоточены в основном вблизи нижнего края полуплоскости лишних атомов. Поэтому под дислокацией понимается пространство вдоль линии искажения структуры. Таким образом, в противоположность «точечным» несовершенствам дислокация представляет собой «линейный» дефект.

Краевая дислокация может быть образована сдвигом одной части кристалла относительно другой на одно межатомное расстояние не на всю длину кристалла l_1 , а только на ее часть AD (рис. 6.2). В этом случае в верхней части кристалла образуется одна дополнительная плоскость $AA'B'B$, называемая экстраплоскостью. Граница экстраплоскости AB внутри кристалла и есть дислокация. Ее длина L составляет обычно $10^{-7} - 10^{-5}$ м. Так как плоскость скольжения $ABCD$ распространилась не на всю длину кристалла l_1 и сдвиг прошел только в части кристалла до границы AB , то можно сказать, что в данном случае дислокация – граница незавершенного сдвига, а длина ее свободного пробега $l_{c.n.} = AD'$. Дислокация зародилась вблизи линии CD на начальном

непосредственно над краем лишней полуплоскости (слой I), испытывают действие сжимающих напряжений: два атомных ряда, слева и справа от лишней плоскости, прижаты друг к другу. Однако непосредственно под лишней полуплоскостью (слой II) расстояние между аналогичными двумя атомными рядами больше, чем в неискаженных участках кристалла, в этом месте структура растянута. Такое локальное расширение называется дилатацией.

Если экстраплоскость расположена сверху, дислокацию называют положительной и край экстраплоскости обозначают знаком \perp (рис. 6.3, *a*). Если экстраплоскость расположена в нижней части кристалла, то дислокацию называют отрицательной и обозначают знаком ∇ . Различие между положительной и отрицательной краевыми дислокациями условное, но учет их знаков важен при анализе взаимодействия дислокаций.

Для пояснения строения дислокаций в кристаллах У.Л.Брэггом, Д.Наем и У.М.Ломером (40-е годы XX столетия) была предложена наглядная модель кристалла, расположение атомов в которой моделировалось с помощью мыльных пузырей на поверхности воды. На рис. 6.4 приведена фотография поверхностной пленки, на которой видна краевая дислокация.

Мерой искаженности кристаллической решетки, а также величины связанного с

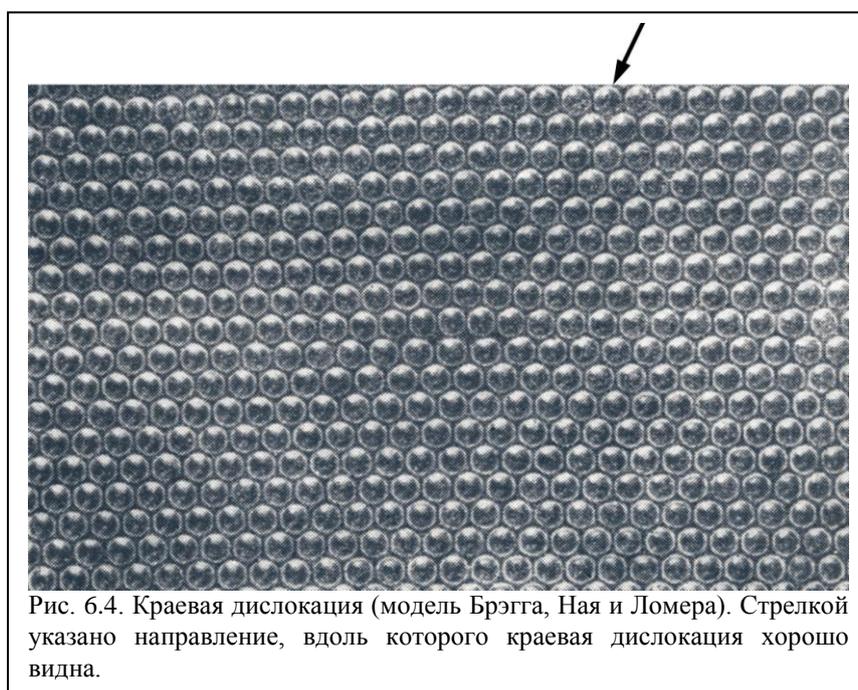


Рис. 6.4. Краевая дислокация (модель Брэгга, Наем и Ломера). Стрелкой указано направление, вдоль которого краевая дислокация хорошо видна.

дислокацией сдвига, является вектор Бюргера. Он характеризует энергию дислокации и силы, действующие на нее. Вектор Бюргера – отрезок, замыкающий разрыв петли особого рода, называемой контуром Бюргера. Контур Бюргера строится путем последовательного обхода от атома к атому части кристаллической решетки, содержащей дислокацию. Затем для неискаженного кристалла, не содержащего дислокации (рис. 6.5, *a*), делается точно такой же обход с просчетом атомов, как и для кристалла, содержащего дислокацию (рис. 6.5, *б*). Вектор, который необходимо ввести в совершенный кристалл для того, чтобы замкнуть контур и совместить атом 1 (рис. 6.5, *a*) с атомом 14, и есть вектор Бюргера \bar{b} .

Вектор Бюргера можно разложить по базисным векторам решетки: $\bar{b} = l\bar{i} + m\bar{j} + n\bar{k}$, где \bar{i} , \bar{j} , \bar{k} – базисные векторы кристаллической решетки,

совпадающие с кристаллографическими направлениями ребер элементарной ячейки данного кристалла. Если $l, m, n = 0, 1, 2, \dots$, то такие дислокации называются полными. В противном случае, т.е. если l, m, n не целые числа, дислокации называются неполными или частичными. Единичными дислокациями называются такие

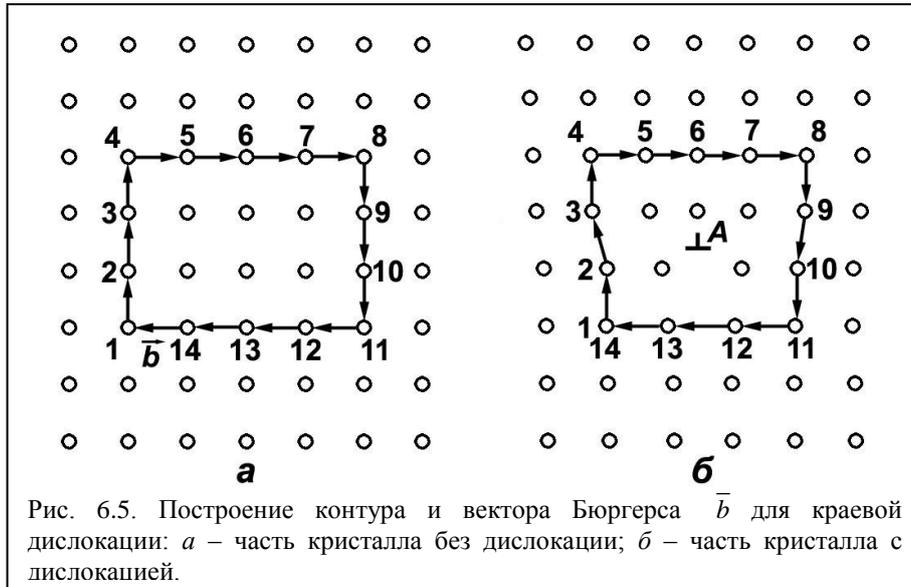


Рис. 6.5. Построение контура и вектора Бюргера \vec{b} для краевой дислокации: *a* – часть кристалла без дислокации; *б* – часть кристалла с дислокацией.

дислокации, вектор Бюргера которых равен одному параметру решетки (они обязательно являются полными). Частичные дислокации имеют вектор Бюргера меньше трансляционного вектора решетки. Для кратных или супердислокаций вектор Бюргера больше вектора решетки. Вектор Бюргера характеризуется величиной (модулем) b :

$$b = \sqrt{b_x^2 + b_y^2 + b_z^2} \quad (\vec{b}_x = l\vec{i}; \vec{b}_y = m\vec{j}; \vec{b}_z = n\vec{k}). \quad (6.1)$$

На рис. 6.6 представлена гранецентрированная кубическая решетка с

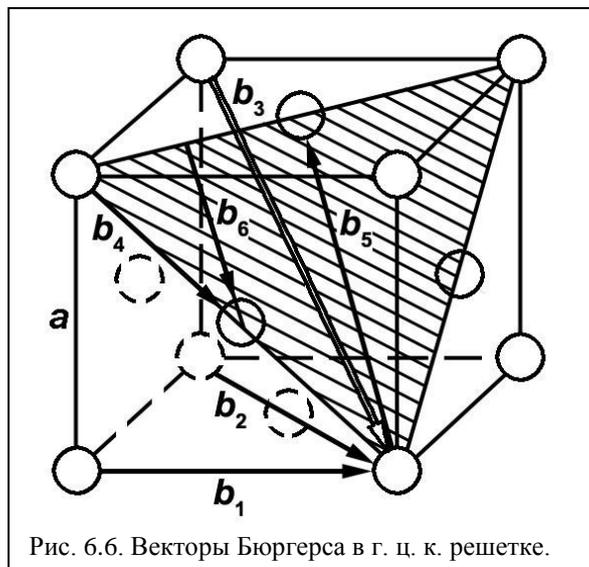


Рис. 6.6. Векторы Бюргера в г. ц. к. решетке.

параметром a и векторами Бюргера $\vec{b}_1, \vec{b}_2, \dots, \vec{b}_6$, модуль которых равен $b = a\sqrt{l^2 + m^2 + n^2}$. Например, для \vec{b}_1 $l = n = 0, m = 1$ и $b_1 = a$; $b_2 = a\sqrt{2}$. Из приведенных примеров видно, что вектор Бюргера \vec{b}_1 характеризует полную

дислокацию, векторы \vec{b}_4 и \vec{b}_6 меньше параметра решетки и характеризуют частичные дислокации, а векторы \vec{b}_2 , \vec{b}_3 и \vec{b}_5 характеризуют супердислокации.

Если вектор Бюргера \vec{b} лежит в плоскости перемещения (скольжения) дислокации $ABCD$ с нормалью n , т.е. $\vec{n}\vec{b} = 0$, $\vec{n} \perp \vec{b}$, то такое смещение есть простой сдвиг или скольжение, а перемещение дислокации называется консервативным, поскольку при ее движении сохраняется плотность в плоскости скольжения $ABCD$ (рис. 6.2). Если вектор Бюргера \vec{b} не лежит в плоскости перемещения, т.е. $\vec{n}\vec{b} \neq 0$, движение дислокации неконсервативное и движущаяся дислокация оставляет за собой вакансии или междоузельные атомы в зависимости от знака компоненты \vec{b} , параллельной вектору \vec{n} . В том случае, если плотность в плоскости скольжения не сохраняется, движение дислокации должно сопровождаться переносом массы к плоскости или от нее за счет диффузии одиночных атомов.

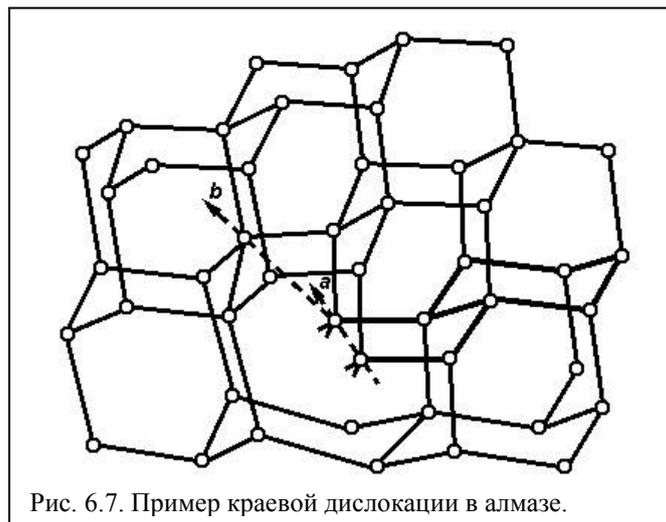


Рис. 6.7. Пример краевой дислокации в алмазе.

В сложных структурах экстраплоскость в краевой дислокации может быть достаточно сложной формы. На рис. 6.7 и 6.8 приведены примеры краевых дислокаций в алмазе.

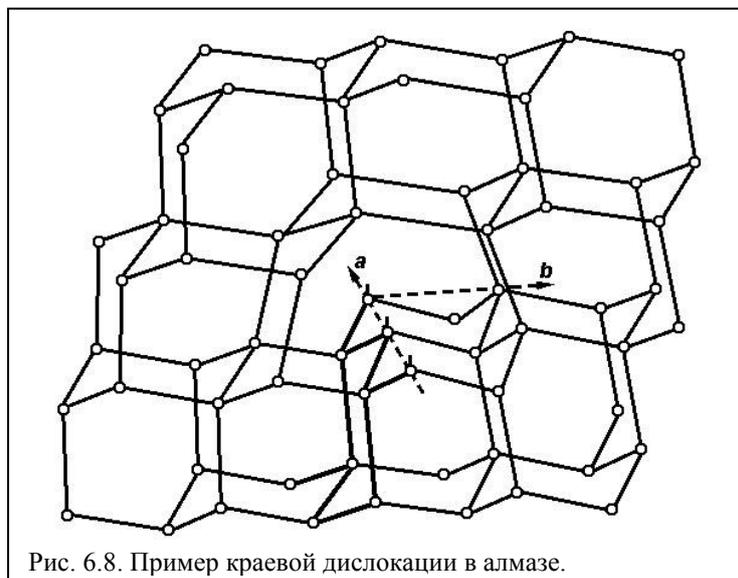


Рис. 6.8. Пример краевой дислокации в алмазе.

6.2. Винтовые дислокации

Для объяснения свойств винтовой дислокации лучше всего воспользоваться следующей моделью. В совершенном кристалле необходимо сделать тонкий разрез на некоторую глубину, а затем сдвинуть материал по одну сторону разреза вверх на одно межатомное расстояние относительно материала с другой стороны разреза и снова соединить ряды атомов по обе стороны разреза. Внешний вид кристалла после проведения этих действий показан на рис. 6.9, *a*, из которого видно, что линия искажений идет вдоль края разреза. Область вокруг этой линии называется винтовой дислокацией.

Основная особенность винтовой дислокации заключается в новом характере атомных плоскостей. Здесь уже нет полностью застроенных атомных плоскостей,

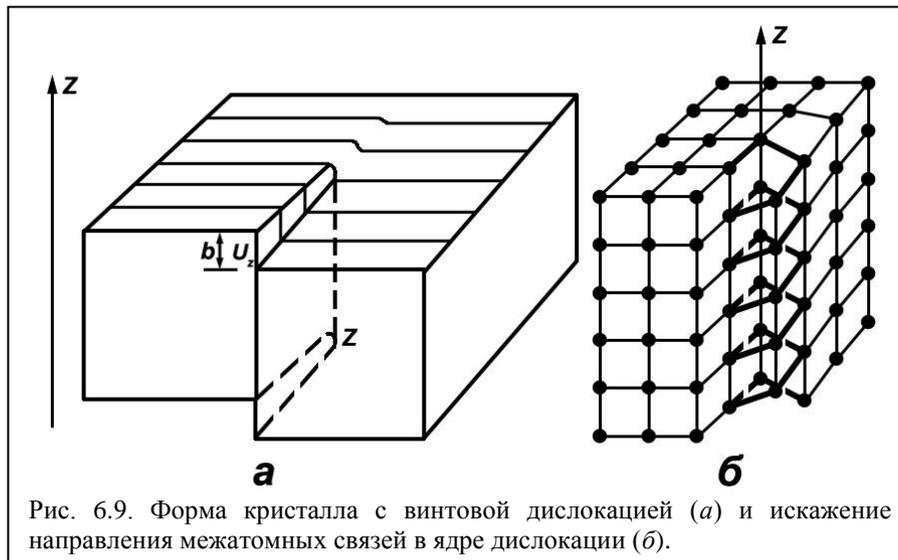


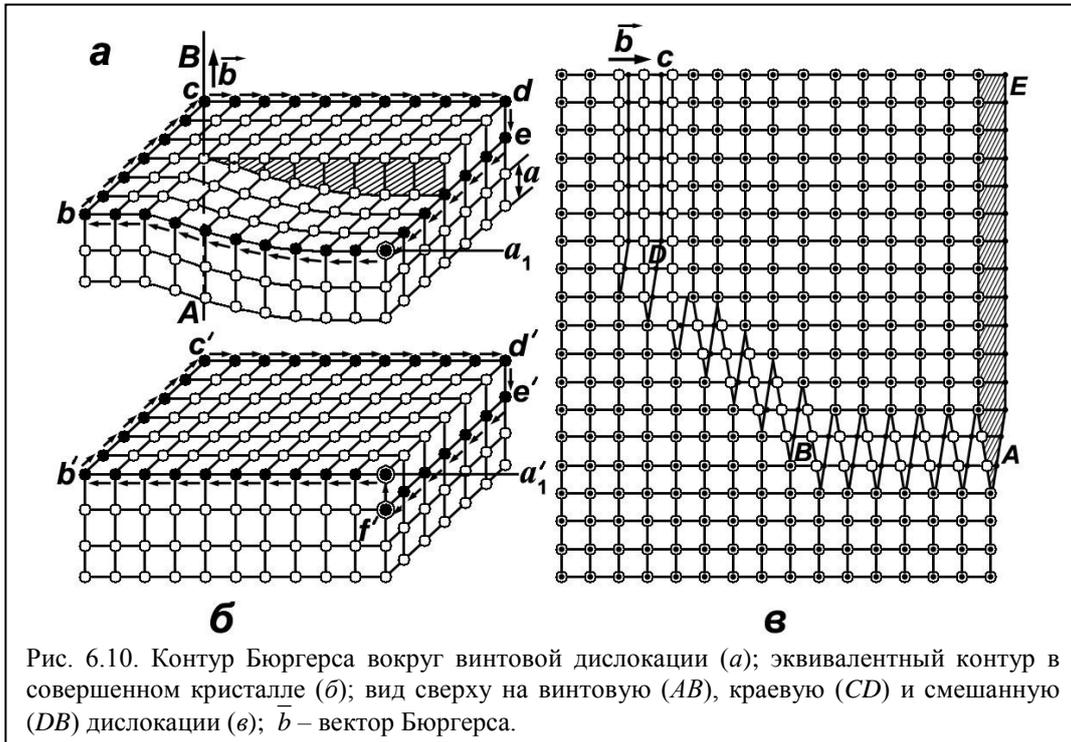
Рис. 6.9. Форма кристалла с винтовой дислокацией (*a*) и искажение направления межатомных связей в ядре дислокации (*б*).

перпендикулярных к линии дислокации. Правильнее сказать, что все атомы находятся на одной поверхности, которая является винтовой (рис. 6.9, *б*). Она начинается у одного края кристалла и заканчивается у другого. Отсюда и возникло название этих дислокаций – винтовые. Направление винта может быть как право-, так и левосторонним, а шаг винта составляет от одного до нескольких межатомных расстояний на один полный оборот винта. У описанной выше простой дислокации шаг равен одному межатомному расстоянию на один полный оборот.

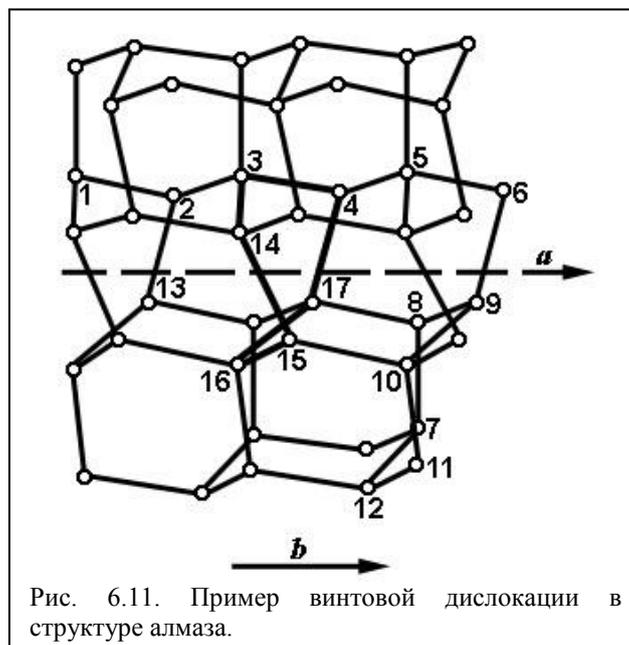
Как и в случае краевой дислокации, степень искажений зависит от расстояния до центра дислокации. Области, достаточно удаленные от винтовой дислокации, испытывают очень малые локальные искажения. Напротив, области вблизи центра искажены сильно, и здесь возникают локальные нарушения симметрии кристалла. В противоположность искажениям вокруг краевой дислокации вблизи центра винтовой дислокации возникает не дилатация, а скручивание или сдвиг решетки. Атомы, находящиеся на винтовой поверхности, смещены со своих исходных мест в совершенном кристалле. Эти смещения u_z соответствуют уравнению винтовой поверхности

$$u_z = b \frac{\theta}{2\pi}. \quad (6.2)$$

На рис. 6.9, a ось z направлена вдоль линии дислокации, а u_z – смещение вдоль этого направления. Угол θ отсчитывается от какой-либо оси, перпендикулярной линии дислокации. Увеличение угла θ на 2π приводит к возрастанию смещения на величину вектора Бюргерса, который как и в случае краевой дислокации служит мерой величины дислокации. Графическое представление вектора Бюргерса винтовой дислокации показано на рис. 6.10.



Смешанная дислокация состоит из двух компонент – краевой и винтовой. Она возникает при незавершенном сдвиге за счет образования винтовой дислокации, при этом линия дислокации изогнута (рис. 6.10, в). На рис. 6.11 приведен пример винтовой



дислокации в структуре алмаза.

6.3. Общие свойства дислокаций

Геометрические свойства дислокаций можно описать в более общем виде, что позволяет установить взаимосвязь краевых и винтовых дислокаций. Можно рассмотреть совершенный кристалл, внутри которого прочерчена замкнутая кривая c (рис. 6.12, a). Единственное ограничение, которое накладывается на эту кривую,

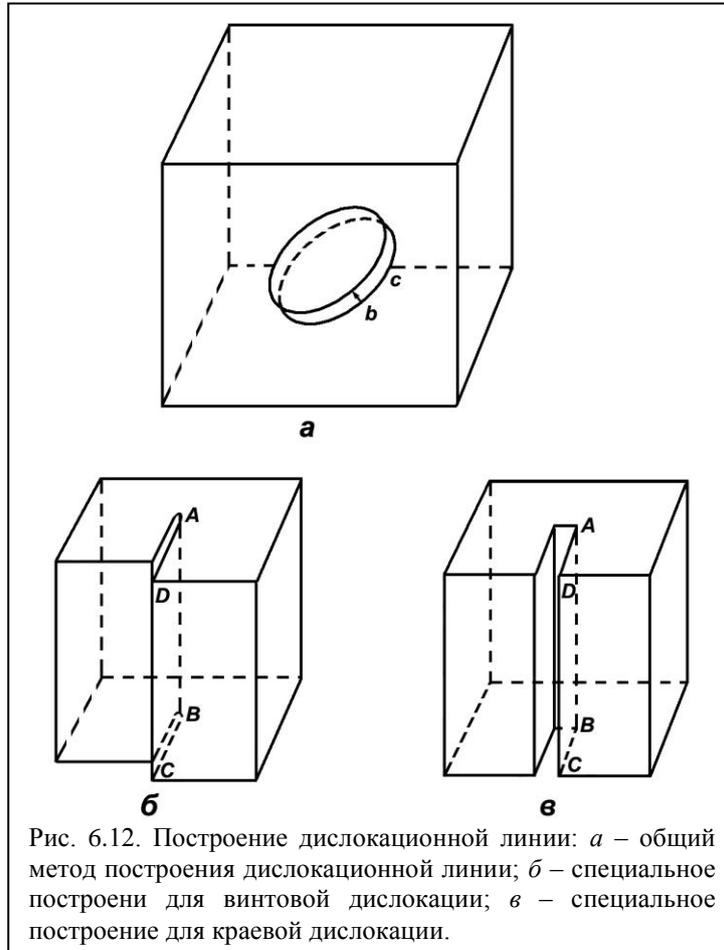


Рис. 6.12. Построение дислокационной линии: a – общий метод построения дислокационной линии; b – специальное построение для винтовой дислокации; v – специальное построение для краевой дислокации.

состоит в том, что она должна быть либо замкнута внутри кристалла, либо выходить обоими концами на его поверхность. Далее нужно построить внутри кристалла поверхность, опирающуюся на проведенную кривую как на граничную линию. В данном случае выбор конкретной поверхности из множества поверхностей, опирающихся на одну и ту же кривую, произволен. Затем, если разъединить атомы, расположенные по обе стороны этой поверхности, то можно сместить как единое целое материал с одной стороны поверхности на расстояние b относительно материала, находящегося с другой стороны этой поверхности. Вектор b , определяющий одновременно величину и направление смещения – это вектор Бюргерса дислокации. В общем случае, смещение, в зависимости от его направления, может привести к образованию полости внутри кристалла или, напротив, к «наполнению» одной части материала на другую. Если образуется полость, то ее надо заполнить новыми атомами. Если же произошло наполнение, то надо удалить из кристалла лишние атомы до тех пор, пока обе стороны разреза не будут точно прилегать друг к другу. После этого вдоль проведенной поверхности восстанавливаются связи между всеми атомами. При этом в кристалле может пройти релаксация, в результате которой форма кристалла будет соответствовать минимуму полной энергии. Линия дислокации определяется как

граничная кривая (c на рис. 6.12 *a*) поверхности, вдоль которой производился разрез атомных связей. В объеме кристалла вдоль этой граничной линии и сконцентрированы искажения структуры.

Описанная выше модель построения дислокационной линии является общей, при определенных условиях возникают более простые случаи. На рис. 6.12, *б* показан особый случай, соответствующий винтовой дислокации. Замкнутой кривой является при этом прямоугольник $ABCD$, одна сторона которого проходит внутри кристалла, а три другие лежат на внешних гранях. Сдвиг материала по обе стороны плоскости $ABCD$ приводит к образованию винтовой дислокации вдоль линии AB .

Особый случай, соответствующий краевой дислокации, изображен на рис. 6.12, *в*. Определяющей кривой по-прежнему служит контур прямоугольника $ABCD$. Материал по обе стороны этой плоскости раздвигается так, чтобы образовалась полость. Для ее устранения нужно заполнить полость одной или несколькими атомными плоскостями. Такая последовательность операций приводит к тому, что в кристалле появляются одна или несколько лишних атомных плоскостей, имеющих форму исходного прямоугольника. В результате образуется краевая дислокация. Формально, в частных случаях винтовой и краевой дислокаций, прямоугольник $ABCD$ существенно больше кристалла, но его обычно ограничивают поверхностью.

Как для этих простых случаев, так и для общего случая вектор Бюргерса – это вектор, который определяет направление и величину жесткого смещения (т.е. смещения тела как единого целого). В случае винтовой дислокации сдвиг и, следовательно, вектор Бюргерса направлены вдоль линии дислокации. В случае краевой дислокации вектор Бюргерса перпендикулярен этой линии. В общем случае вектор Бюргерса может иметь иные направления относительно линии дислокации, тогда дислокация является смешанной и представляет собой сочетание краевой и винтовой дислокаций (рис. 6.10, *в*).

На рис. 6.1 вектор Бюргерса по величине точно равен параметру решетки, поскольку при смещении материала по обе стороны разреза ширина образующейся щели должна быть достаточной для вдвигания одной атомной плоскости. Если бы вектор Бюргерса был равен только половине параметра решетки, то не образовался бы достаточный зазор для размещения лишней атомной плоскости, и в итоге нельзя было бы создать простую дислокацию. Поэтому вектор Бюргерса должен быть величиной, кратной параметру решетки, либо межплоскостному расстоянию. Более общая формулировка состоит в том, что вектор Бюргерса должен быть равен «вектору решетки». При этом условии добавляемый материал в точности заполнит образованную полость в местах, удаленных от дислокационной линии.

Конкретный вид поверхности, выбранной для построения дислокации в общем случае, не имеет значения. После того как вдоль поверхности разреза восстановлены все атомные связи, подавляющее большинство атомов, расположенных возле этой поверхности, но на большом расстоянии от граничной линии, вновь займут места в узлах решетки. Поэтому не имеет особого значения площадь надреза. Важную роль играют только два фактора: 1) вектор Бюргерса, относительное направление которого точно определяет общий тип дислокации, а длина характеризует величину дислокации, 2) граничная кривая разреза, которая определяет положение дислокации в кристалле.

Формально степень дефектности кристалла, обусловленную наличием дислокаций, характеризуют некоторым числом:

$$N = \frac{\sum l_i}{\Delta V},$$

где $\sum l_i$ - суммарная длина дислокационных линий всех дислокаций, имеющих в объеме ΔV . Размерность числа $[N] - [1/\text{см}^2]$.

6.4. Упругие свойства дислокаций. Поле напряжений

Все дефекты кристаллической решетки вызывают ее искажения и вследствие этого являются источниками внутренних напряжений. В ядре дислокации (в дислокационной трубке радиусом $r \leq 2a$, где a – параметр решетки), в котором нарушен ближний порядок расположения атомов, упругие смещения атомов настолько значительны, что линейная теория упругости неприменима, а использование теории конечных деформаций вызывает существенные трудности. Линейная теория упругости дает удовлетворительные результаты для областей, расположенных на расстоянии от оси дислокации $r \geq 2a$, поэтому область искажений можно представить как совокупность двух областей: первой, где наблюдаются нарушения ближнего порядка расположения атомов в ядре дислокации ($r < 2a$), и второй, где упругие искажения кристаллической решетки малы и малы соответствующие им поля упругих напряжений ($r \geq 2a$). Вклад этих составляющих в различные физические эффекты неравноценен. Так, строение ядра дислокации определяет ее подвижность, короткодействующее взаимодействие с примесями и др. Линейная теория упругости позволяет выявить здесь лишь качественную картину. Поскольку напряжения от дислокации уменьшаются медленно по мере удаления от ее ядра, то область, в которой можно успешно использовать линейную теорию упругости, оказывается достаточно большой. Рассматривая упругие свойства дислокаций, можно получить достоверную картину о поле напряжений вокруг дислокаций; их энергии; силе, действующей на дислокацию; силах взаимодействия дислокаций; рассмотреть вопросы, связанные с размножением дислокаций; их взаимодействием с другими дефектами кристаллической решетки и т.п.

В. Вольтерра (1907 г.) разработал теорию внутренних напряжений в упругих телах, образующихся в результате вырезания части тела и соединения краев разреза, причем интеграл по замкнутому контуру от градиента смещений имеет конечное приращение b . Аналогичную картину можно представить при образовании краевой или винтовой дислокации. Таким образом, задолго до появления теории дислокаций в теории упругости были решены общие задачи, использование которых оказалось эффективным для исследования поля напряжений от дислокаций.

Поле напряжений вокруг винтовой дислокации можно определить, используя модель Вольтерры (рис. 6.13, а), состоящую из полого цилиндра, внутренний радиус которого r_0 представляет собой радиус ядра дислокации, а наружный радиус r_1 соизмерим с величиной зерна минерала (края зерна рассматриваются как поверхность кристалла, на которой обрывается линия дислокации) или равен половине расстояния между винтовыми дислокациями. Винтовая дислокация образуется сдвигом слоя материала вдоль оси z на величину вектора Бюргерса b и последующим закреплением смещенных частей, в результате чего в таком цилиндре возникают напряжения, подлежащие определению. Если предположить, что цилиндр бесконечно длинный, на торцах цилиндра приложен дополнительный момент, предупреждающий геликоидальное скручивание, то задача сводится к задаче упругого плоского деформирования. Также предполагается, что среда изотропная. При таких допущениях перемещения будут равны:

$$u_r = u_\theta = 0;$$

$$u_x = u_y = 0;$$

$$u_z = b\theta/2\pi = \frac{b}{2\pi} \cdot \arctg(y_1/x_1) \cdot 2\pi.$$

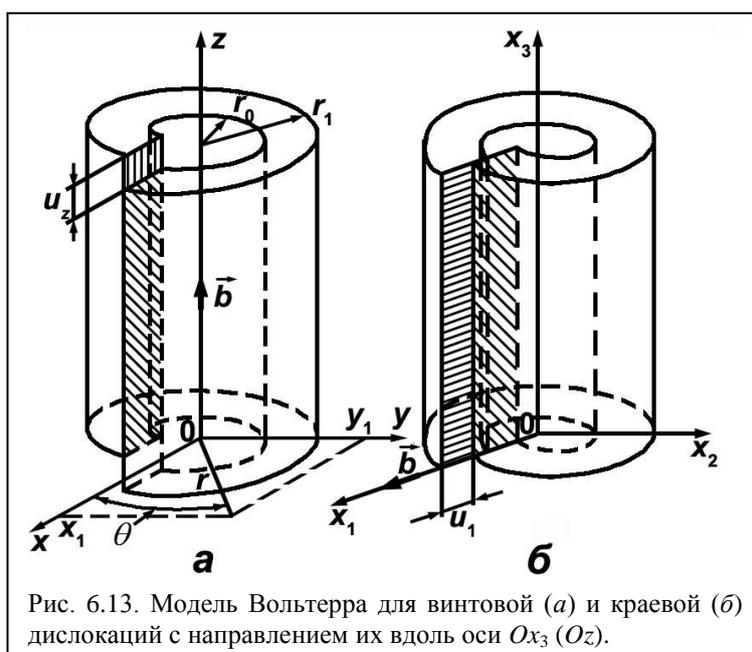
Тогда соответствующие этим перемещениям деформации $\varepsilon_{ij} = 0.5 \cdot (du_i/dx_j + du_j/dx_i)$ определяются дифференцированием u_z по x и y . В этом случае нормальные деформации отсутствуют, а сдвиговые деформации и напряжения действуют в плоскости xOy . Так как $\sigma_{xz} = 2G\varepsilon_{xz}$ и $\sigma_{yz} = 2G\varepsilon_{yz}$, где σ_{ij} – напряжение, а G – модуль сдвига, то

$$\sigma_{xz} = -\frac{Gb}{2\pi} \frac{y_1}{x_1^2 + y_1^2}; \quad \sigma_{yz} = -\frac{Gb}{2\pi} \frac{x_1}{x_1^2 + y_1^2}; \quad \sigma_{xy} = \sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma_{zz} = 0, \quad (6.3)$$

или в полярных координатах

$$\sigma_{z\theta} = -\frac{Gb}{2\pi r}; \quad \sigma_{rz} = \sigma_{r\theta} = \sigma_{rr} = \sigma_{\theta\theta} = \sigma_{zz} = 0. \quad (6.4)$$

Аналогичным образом производится анализ деформаций в случае краевой дислокации, модель Вольтерры для которой представлена на рис. 6.13, б. Более



подробный анализ можно найти в монографии [37].

Упругие напряжения, вызванные дислокациями, обладают следующими свойствами:

- Поле напряжений винтовой дислокации, обусловленное наличием сдвигов и отсутствием удлинений, имеет осевую симметрию, т.е. не зависит от угла θ .
- Поле напряжений краевой дислокации, обусловленное наличием как сдвигов, так и удлинений, симметрией не обладает.
- Напряжения вокруг дислокаций обоих типов изменяются пропорционально $1/r$, т.е. гораздо медленнее, чем напряжения, возникающие от точечного дефекта, которые изменяются пропорционально $1/r^3$. Поле напряжений от дислокаций – дальнедействующее.
- Напряжения в окрестности ядра дислокации, как видно из (6.4), приближаются к теоретической прочности кристалла $G/2\pi$, при $r = b$. В области $r = (1.5 - 2)b$, где линейная теория упругости еще дает удовлетворительные результаты, величина упругих деформаций составляет 8-10 %, а напряжения весьма значительны и достигают 50 % от величины теоретической прочности кристалла.

- Напряжения линейно зависят от модуля сдвига G и величины вектора Бюргерса b , причем при одинаковом векторе Бюргерса напряжения поля краевой дислокации больше, чем поля винтовой дислокации.

6.5. Энергия дислокаций

Для оценки энергии дислокаций допускается, что в процессе образования дислокации кристалл ведет себя как упругое твердое тело. Расчет энергии легко провести для случая неизогнутой винтовой дислокации. В то же время полученные при этом результаты очень близки к данным расчетов для краевой дислокации.

В случае винтовой дислокации (рис. 6.14) обе стороны надреза необходимо

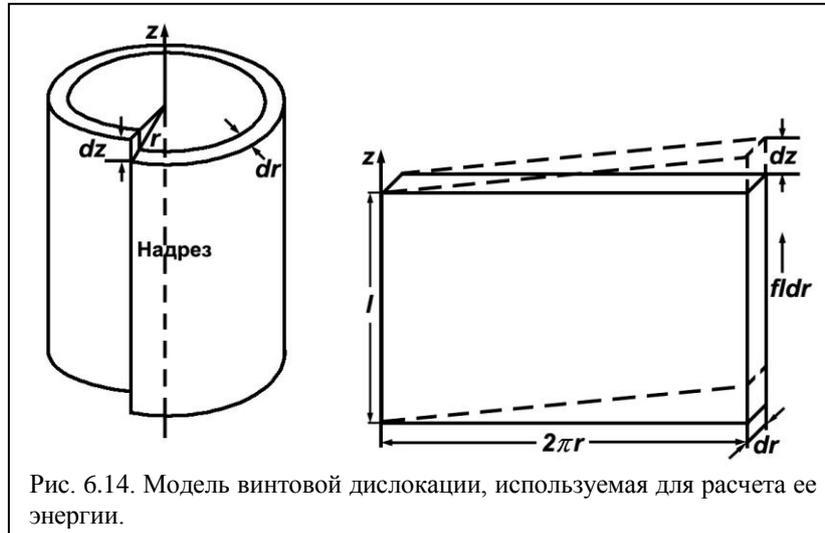


Рис. 6.14. Модель винтовой дислокации, используемая для расчета ее энергии.

сместить друг относительно друга на расстояние $b = dz$. Чтобы такое смещение было возможно, должны быть приложены силы, распределенные по поверхности разреза. Работа, совершенная этими силами для создания смещения b , равна энергии дислокации E_D , т.е.

$$E_D = \int \vec{F} \vec{b} dS, \quad (6.5)$$

где $dS = dz \cdot dr$ – элемент площади разреза. Этот интеграл берется по всей площади S поверхности разреза. Сила F – это средняя сила (в расчете на единицу площади), приложенная к точке поверхности во время процесса смещения. Необходимо брать именно среднюю величину силы, поскольку сила в любой точке за время смещения линейно возрастает от нуля до максимального значения.

Чтобы рассчитать энергию дислокации, необходимо количественно оценить величину силы F . Для этого кристалл рассматривается как набор концентрически расположенных цилиндрических оболочек, с дислокацией в центре кристалла (рис. 6.14). Каждая оболочка разрезана вдоль образующей цилиндра, т.е. вдоль линии пересечения оболочек с плоскостью надреза кристалла и затем одна сторона надреза оболочки смещена на расстояние b относительно другой. Если толщина оболочки мала, то ее геометрическая форма не имеет существенного значения для расчета силы, препятствующей смещению. В частности, величина этой силы не изменится, если развернуть оболочку в плоскую пластинку. Тогда задача сводится к расчету сдвиговой деформации плоской пластинки длиной l , шириной $2\pi r$ и толщиной dr , где r – радиус оболочки. Оболочка испытывает деформацию сдвига в направлении z . К грани пластинки приложена сила $fldr$, где ldr – площадь грани, а f – сила, отнесенная к единице площади. Эта сила вызывает смещение оболочки на величину dz .

Для малых сдвиговых деформаций полностью справедлив закон Гука. Следовательно, чтобы вызвать сдвиг на величину b в цилиндрической оболочке, расположенной на расстоянии r от центра дислокации, необходима сила f , равная

$$\vec{f} = \frac{Gb}{2\pi r}. \quad (6.6)$$

Эта сила возрастает от 0 до указанной величины при увеличении сдвига от 0 до b . Энергия, затраченная на образование сдвига, будет средней величиной – от 0 до некоторой максимальной. Поэтому при расчете энергии, необходимой для осуществления сдвига в цилиндрической оболочке, принято использовать среднее значение силы, действовавшей в процессе полного перемещения на величину b . Среднее значение силы f_{cp} составляет ровно половину конечного значения силы при смещении b . Следовательно,

$$F = f_{cp} = \frac{1}{2} f = \frac{Gb}{4\pi r}.$$

Поскольку $dS = dz \cdot dr$, энергия дислокации длиной l равна

$$E_D = \int_{r_0}^{r_1} \int_0^l \frac{Gb^2}{4\pi r} dz dr. \quad (6.7)$$

Окончательно,

$$E_D = \frac{Gb^2 l}{4\pi} \ln \frac{r_1}{r_0}. \quad (6.8)$$

Величина энергии, вычисленная по этому уравнению, зависит от принятых значений пределов интегрирования по координате r . Для бесконечно большого кристалла энергия отдельной дислокации также бесконечно велика. Однако кристаллы обычного размера содержат множество дислокаций. Взаимодействие этих дислокаций в случае их хаотического распределения приводит к взаимной компенсации упругих деформаций на расстояниях, которые примерно равны среднему расстоянию между дислокациями. Экспериментальные исследования показывают, что среднее расстояние между отдельными дислокациями в кристалле составляет около 10^4 межатомных расстояний. Соответственно и r_1 имеет такой же порядок величины.

При $r \rightarrow 0$ выражения для F и E_D становятся неопределенными. Однако атомы имеют конечные размеры, и поэтому любую область атомных размеров нельзя рассматривать как упругую непрерывную среду, поскольку теория упругости там становится неприменимой. В участках, удаленных от центра дислокации приблизительно на два межатомных расстояния или менее (в ядре дислокации), важную роль играет дискретный характер строения кристалла. Смещения в этой области достаточно велики, что приводит к появлению нелинейных членов в уравнении, связывающем силу с деформацией. Поэтому данная область исключена из рассмотрения. Однако область снаружи ядра, в которой деформации описываются линейными уравнениями теории упругости, настолько велика, что в большинстве случаев можно пренебречь эффектами, происходящими в ядре. Например, энергия дислокации сосредоточена главным образом в деформированной области, которая целиком расположена вне ядра (поскольку логарифм мало зависит от величины r_0). Если расстояние r_0 равно одному или двум межатомным расстояниям, то отношение r_1/r_0 в уравнении (6.8) составляет около $5 \cdot 10^3$. После того как определено отношение r_1/r_0 , можно рассчитать энергию E_D . Вектор Бюргерса b равен примерно 2.5 \AA , а модуль сдвига $G \approx 10^{11} \text{ Н/м}^2$. Тогда E_D составляет приблизительно $4 \cdot 10^{-9}$ Дж на 1 м

длины дислокации. В расчете на расстояние между атомами вдоль линии дислокации (примерно 2.5 \AA) эта величина составляет $10 \cdot 10^{-19}$ Дж (или около 6 эВ).

Одно из важнейших свойств дислокаций состоит в том, что их количество не зависит от температуры, они атермичны. В отличие от вакансий, число которых в состоянии равновесия достаточно велико, плотность дислокаций в твердых телах в состоянии равновесия может быть принята близкой к нулю. Причина атермичности дислокаций состоит в очень большой величине энергии их образования. Когда упругая энергия составляет около 6 эВ на одно межатомное расстояние вдоль длины дислокации, фактор Больцмана при нормальных температурах уже не играет существенной роли. Поэтому экспериментально определяемые значения плотности дислокаций зависят от условий роста кристаллов, их последующего преобразования и механического воздействия.

6.6. Движение дислокаций

Важным свойством дислокаций является их подвижность. Краевая дислокация, изображенная на рис. 6.2, легко перемещается в плоскости скольжения $ABCD$ под действием незначительных напряжений. Величина этих напряжений характеризуется нарушениями ближнего порядка в расположении атомов или структурой ядра дислокации.

Чтобы определить причины легкой подвижности краевой дислокации можно рассмотреть ее перемещение в плоскости скольжения ss (рис. 6.15, *a*). В

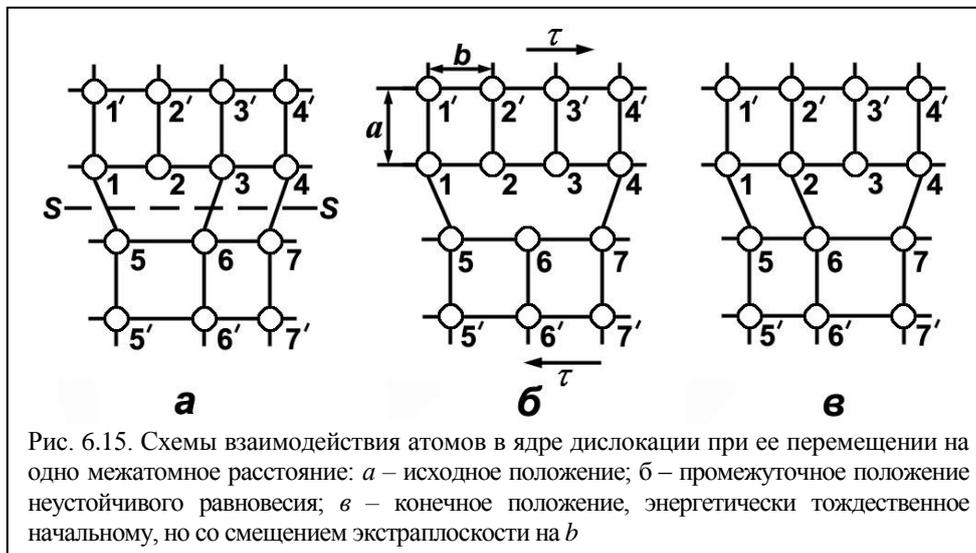


Рис. 6.15. Схемы взаимодействия атомов в ядре дислокации при ее перемещении на одно межатомное расстояние: *a* – исходное положение; *б* – промежуточное положение неустойчивого равновесия; *в* – конечное положение, энергетически тождественное начальному, но со смещением экстраплоскости на b

первоначальном положении экстраплоскость образована атомами 2–2'. Силы притяжения между атомами быстро уменьшаются с увеличением расстояния между ними. Поэтому связи между атомами 2–5 и 2–6 слабы и взаимно уравновешены, а связи между атомами 1–5 и 3–6 несколько ослаблены. Если приложить к кристаллу касательное напряжение τ (рис. 6.15, *б*), то расстояние между атомами 3–6 увеличится, а между 2–6 уменьшится. При дальнейшем перемещении верхней от плоскости ss части кристалла относительно нижней под действием касательных напряжений расстояние между атомами 3 и 6 настолько увеличится, что их связь резко ослабеет. Расстояние 2–6 наоборот уменьшится (рис. 6.15, *в*), что повлечет за собой усиление связи. В итоге бывшая экстраплоскость 2–2' (рис. 6.15, *a*) соединится с нижней полуплоскостью 6–6' с образованием целой плоскости 2'–2–6–6' и новой экстраплоскости 3–3' (рис. 6.15, *в*). Такое скольжение (или консервативное движение) дислокации в плоскости скольжения

ss характеризуется тем, что общее число ослабленных до скольжения связей сохраняется.

Движение дислокации – процесс периодического ослабления и восстановления связей кристаллической решетки в ядре дислокации. Исходное положение, схематически представленное на рис. 6.15, *a*, отвечает минимуму потенциальной энергии взаимодействия атомов. Конечная конфигурация (рис. 6.15, *в*) тождественна начальной, так как все атомы одинаковы и, следовательно, неразличимы. Поэтому энергия E_0 начального и конечного состояний в данном примере одинакова. В промежуточном состоянии энергия системы $E > E_0$, поэтому для изображенного на рис. 6.15, *б* симметричного промежуточного состояния следует ожидать максимального значения энергии. Таким образом, изменение энергии $E(x)$ в зависимости от смещения дислокации x в направлении скольжения имеет вид периодической функции с периодом b . То же можно сказать и относительно силы взаимодействия атомов в ядре дислокации, (т.к. $f(x) = \partial E(x)/\partial x$) или относительно напряжений $\tau(x)$. На этой основе Я.И.Френкелем и Т.А.Конторовой, Р.Пайерлсом и Ф.Набарро, а также другими учеными были предложены различные модели ядра дислокации. Все модели являлись приближенными, поэтому полученные решения можно считать справедливыми только качественно.

Обычно для анализа подвижности дислокации используют решение Пайерлса, которым были предложены формулы для определения энергии $\Delta E = E - E_0$ старта дислокации и критического касательного напряжения, необходимого для движения дислокации с преодолением потенциального барьера ΔE :

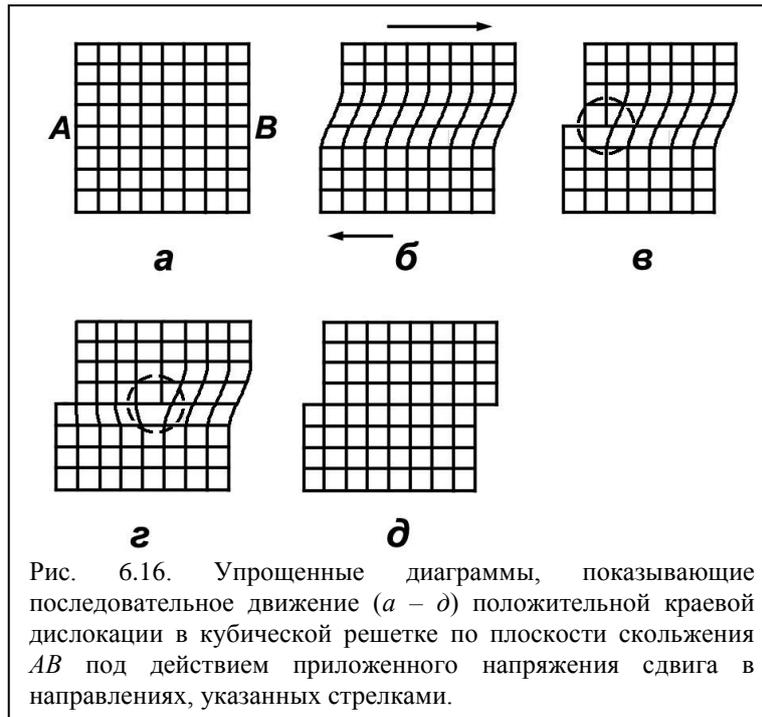
$$\tau_{П-Н} = \frac{2G}{q} \exp\left(-\frac{2\pi a}{qb}\right), \quad (6.9)$$

где $q = 1$ для винтовой и $q = 1 - \nu$ для краевой дислокации, ν – коэффициент Пуассона, a – межплоскостное расстояние, перпендикулярное плоскости скольжения. Напряжение $\tau_{П-Н}$ называют напряжением Пайерлса-Набарро или напряжением старта дислокации.

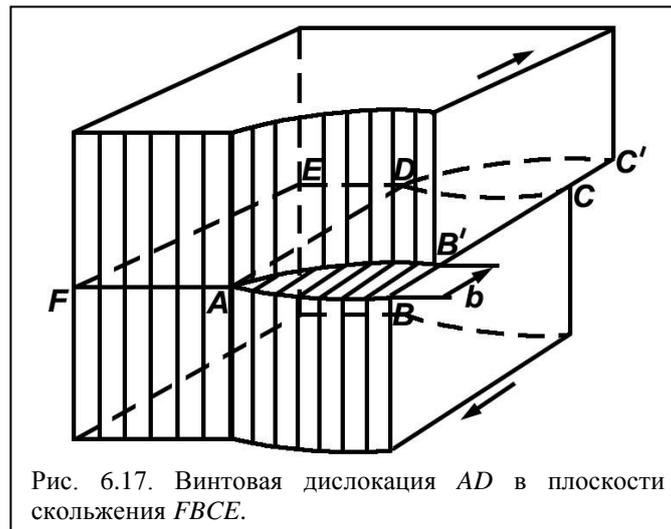
Взаимное смещение двух атомов, расположенных один против другого по разные стороны от плоскости скольжения, максимально в ядре дислокации. По мере удаления от ядра дислокации смещение атомов уменьшается как в область кристалла, в которой скольжение произошло, так и в область, в которой скольжение не произошло. Ширина этого перехода вдоль плоскости скольжения, в пределах которого смещения составляют $b/4$ (т.е. 50% от общего), носит название ширины дислокации и служит мерой плавности этого перехода. Когда переход происходит в интервале от b до $2b$, дислокация узкая, а когда интервал составляет более $5b$, дислокация широкая. Широкие дислокации характерны для металлов, узкие – для ковалентных кристаллов типа алмаза с направленным характером связей. Для широких дислокаций характерно меньшее смещение атомов выше плоскости скольжения относительно положений атомов ниже этой плоскости, в связи с чем энергия несовпадения и величина энергии ΔE , расходуемая на преодоление сил связи в ядре дислокации, будут меньше. Поэтому подвижность дислокации возрастает с увеличением ее ширины.

Движение дислокаций через кристалл объясняет механизм пластических деформаций (рис. 6.16). Под действием напряжений сдвига дислокация последовательно перемещается вдоль плоскости скольжения от одной стороны кристалла к другой, пока не исчезнет на противоположной стороне. В результате многократных зарождений дислокаций и их перемещений одна часть кристалла смещается относительно другой на большое расстояние.

В случае движения винтовой дислокации также происходит смещение одной части кристалла относительно другой (рис. 6.17). Если сдвиговое напряжение



приложено вдоль BC и действует долго, то верхняя часть кристалла будет смещаться относительно нижней. При этом линия дислокации AD будет перемещаться перпендикулярно самой себе до положения EF на поверхности кристалла. В результате верхняя часть сместится на одно межатомное расстояние.



Анализ формулы (6.9) и схем движения дислокаций позволяет сделать следующие выводы:

- При движении дислокации происходит эстафетная передача дислокации от одной плоскости к другой с ослаблением и восстановлением связей кристаллической решетки не одновременно по всей плоскости скольжения в кристалле, а только в ядре дислокации. В связи с этим напряжение $\tau_{П-Н}$ гораздо меньше теоретического напряжения сдвига в идеальной решетке $\tau_T = G/2\pi$. Например,

для простой кубической решетки при $a = b$, $\nu = 1/3$ и $q = 2/3$ (краевая дислокация) $\tau_{\text{П-Н}} \approx 2.5 \cdot 10^{-4} G < \tau_T$. Расчетная величина $\tau_{\text{П-Н}}$ удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными.

- Чем меньше величина вектора Бюргерса b и больше расстояние a между плоскостями, параллельными плоскости скольжения, тем меньше критическое касательное напряжение $\tau_{\text{П-Н}}$. Небольшое увеличение параметра a/b сильно влияет на $\tau_{\text{П-Н}}$. Так, при $a/b = 1$ $\tau_{\text{П-Н}} \approx 2.5 \cdot 10^{-4} G$, а при $a/b = 1.5$ $\tau_{\text{П-Н}} \approx 2.1 \cdot 10^{-6} G$, т.е. уменьшается почти в 100 раз, поэтому наибольшей подвижностью обладают дислокации с малым вектором Бюргерса, лежащие в атомных плоскостях, расстояние a между которыми наибольшее. В частности, для плотноупакованных плоскостей величина $\tau_{\text{П-Н}}$ будет наименьшая, а межплоскостное расстояние наибольшее, поэтому они являются плоскостями легкого скольжения.
- При прочих равных условиях для примитивной кубической и гранцентрированной кубической решетки подвижность краевой дислокации выше, чем винтовой. Действительно, при $a/b = 1$ для краевой дислокации $\tau_{\text{П-Н}} \approx 2.5 \cdot 10^{-4} G$, а для винтовой $\tau_{\text{П-Н}} \approx 4 \cdot 10^{-3} G$. Для металлов с объемноцентрированной кубической решеткой при низких температурах винтовые дислокации более подвижны.

6.7. Восхождение (переползание) дислокаций и поведение порогов

Винтовая дислокация, характеризующаяся вектором Бюргерса, параллельным ее оси, может двигаться в любом направлении в кристалле, так как все плоскости решетки являются возможными плоскостями скольжения. Краевая дислокация может скользить свободно только вдоль связанной с ней плоскости скольжения. Однако краевая дислокация также может двигаться под некоторым углом вплоть до прямого по отношению к плоскости скольжения, т.е. неконсервативно. При этом движении дислокация перемещается из одной плоскости скольжения в другую. Такое восходящее движение требует переноса атомов диффузионным путем, которое приводит к удлинению (взаимодействие с междоузельными атомами) или сокращению (взаимодействие с вакансиями) экстраплоскости. Край экстраплоскости состоит из атомов, имеющих незаполненные (ненасыщенные) связи, так что атомы могут относительно легко подходить или удаляться от этих мест.

Например, добавление атомов к краю полуплоскости AA (рис. 6.18, *a*) приводит к тому, что часть этой плоскости удлиняется на одно межатомное расстояние, т.е. эта часть дислокационной линии восходит (переползает) в соседнюю плоскость скольжения, порождая при этом два порога, ширина которых увеличивается по мере переползания.

Если происходит диффузия вакансий к краю полуплоскости, что равносильно удалению атомов, дислокация переползает в противоположном направлении с образованием двойного порога второго типа на концах той части дислокационной линии, которая подверглась переползанию (рис. 6.18, *б*). Поэтому при восхождении краевой дислокации происходит зарождение и последующее движение порога вдоль ее оси. В общем случае дислокация не будет лежать в какой-либо отдельной плоскости скольжения, а будет извиваться между соседними параллельными плоскостями скольжения, т.е. линия дислокации будет содержать пороги по всей своей длине.

Поглощение или удаление дефектов (вакансий или междоузельных атомов) на этих порогах, по-видимому, облегчается их быстрой диффузией вдоль ядра

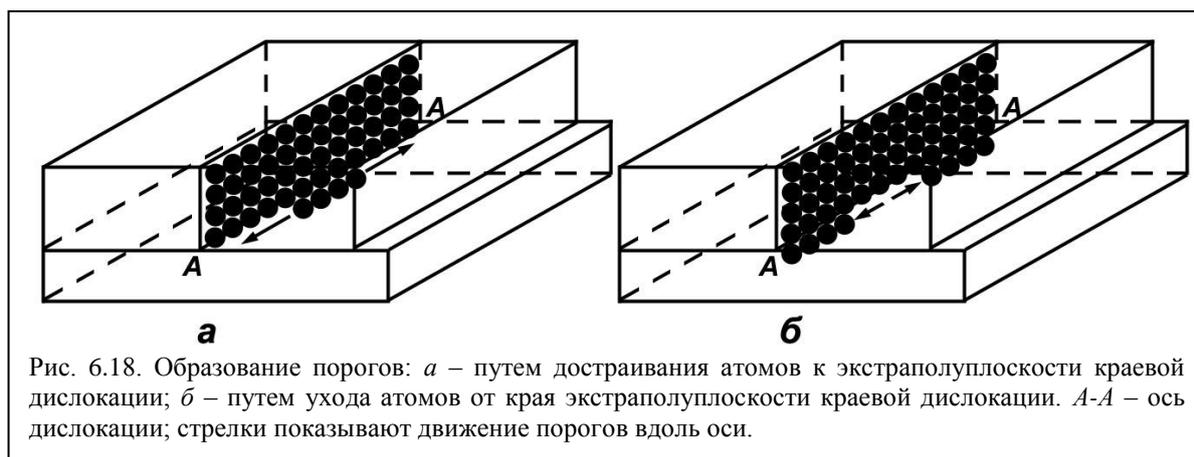


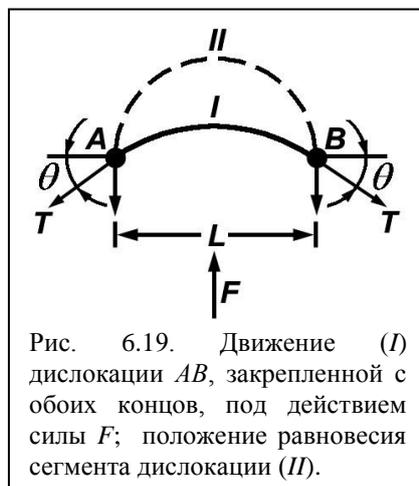
Рис. 6.18. Образование порогов: *а* – путем достраивания атомов к экстраполовности краевой дислокации; *б* – путем ухода атомов от края экстраполовности краевой дислокации. *A-A* – ось дислокации; стрелки показывают движение порогов вдоль оси.

дислокации. Атомы, образующие пороги, имеют больше незаполненных (ненасыщенных) связей, по сравнению с атомами, лежащими вдоль края экстраполовности. Поэтому атомы, образующие пороги, могут легко удаляться или присоединять добавочные атомы для заполнения своих связей, и, следовательно, будут являться готовыми источниками и стоками междоузельных атомов и вакансий. В то время как порог на винтовой дислокации может двигаться консервативно вдоль ее оси, на краевой дислокации движение порога вдоль дислокации должно происходить неконсервативно, т.е. путем добавления междоузельных атомов или вакансий. Наблюдается картина, обратная той, которая существует при движении дислокации, содержащей пороги. Пороги на краевой дислокации, движущейся в своей плоскости скольжения, перемещаются консервативно, а пороги на движущейся винтовой дислокации перемещаются вместе с ней неконсервативно (переползанием), т.е. они медленно перемещаются, оставляя за собой следы в виде междоузельных атомов или вакансий, в зависимости от направления их восхождения. Однако в реальных кристаллах дислокационная линия обычно закреплена на двух концах. В таком случае движение переползанием сдерживается, и пороги одного знака стремятся собраться вместе.

6.8. Источники дислокаций

В результате движения краевой дислокации вдоль ее плоскости скольжения две соседние части кристалла смещаются одна относительно другой на одно межатомное расстояние. Для того, чтобы были видимы линии скольжения (линия пересечения плоскости скольжения с поверхностью кристалла), которые обычно наблюдаются на поверхности пластически деформированного образца, в процесс пластической деформации должно быть вовлечено очень большое число дислокаций. В то же время, наряду с подвижными, существуют закрепленные неподвижные дислокации. Если бы их не было, то в результате пластической деформации все дислокации должны были бы мигрировать к поверхности и исчезнуть на ней, оставляя за собой относительно бездислокационный кристалл. В дальнейшем такой кристалл должен был бы деформироваться при напряжении сдвига, близком к теоретической прочности. Но так как этого не происходит, то необходимое для объяснения пластической деформации число дислокаций должно возникать из источника внутри кристалла.

Ф.Франк и В.Рид описали возможный механизм длительной генерации дислокаций, обычно называемый источником Франка-Рида. Практически все кристаллы содержат то или иное количество ростовых дислокаций, которые, пересекаясь между собой, образуют трехмерную сетку. Франк и Рид представили источник в виде подвижного сегмента дислокационной линии, закрепленного на концах неподвижными точками, являющимися пересечением дислокаций или узлами. Сегрегированные и примесные атомы, а также неподвижные (сидячие) дислокации могут действовать как точки закрепления. При приложении напряжения дислокационный сегмент перемещается в плоскости скольжения, но, будучи закрепленным по концам, он изгибается так, как это показано на рис. 6.19.

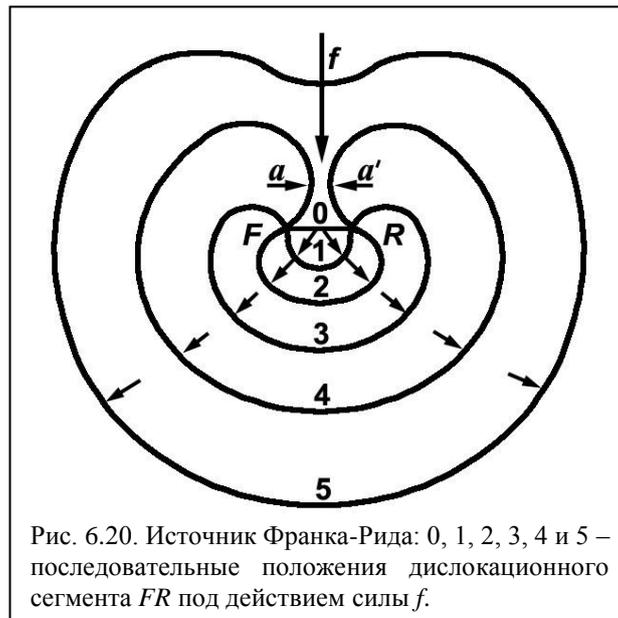


Сила, стремящаяся вернуть дислокацию в исходное положение, является линейным натяжением T . В положении I сила, действующая в направлении, нормальном к дислокационным линиям, и приводящая к увеличению плоскости скольжения, равна τbL , где L – длина дислокационного сегмента, τ – сдвиговое напряжение, b – величина вектора Бюргерса. Она компенсируется линейным натяжением, так что $\tau = (2T/bL)\sin\theta$. Если радиус изгиба дислокации меньше, то длина ее больше, т.е. линейная энергия у нее больше, поэтому необходимо более высокое приложенное напряжение, чтобы сохранить этот радиус. Напряжение, необходимое для достижения сегментом полуокружности (положение II, $\theta = 90^\circ$) равно $\tau_{кр} = 2T/bL \approx Gb/L$, где G – модуль сдвига. Это напряжение критическое, выше которого конфигурация нестабильна, и дислокация расширяется наружу неограниченно.

Если источник Франка-Рида становится активным, то минимальное сдвиговое напряжение, необходимое для продолжения испускания дислокационных петель, составляет приблизительно $\frac{1}{3}\tau_{кр}$. Если этого не происходит, то обратное напряжение от первой дислокационной петли будет достаточным для уменьшения сдвигового напряжения ниже его критической величины и источник станет неактивным.

Действие источника Франка-Рида схематически показано на рис. 6.20. Когда приложенное напряжение достигает $\tau_{кр}$, дислокационный сегмент расширяется вперед (последовательные положения 0, 1, 2, 3, 4, 5). В положении 4 части дислокационной петли, отмеченные a и a' , будут иметь винтовые компоненты противоположного знака, т.е. они будут двигаться навстречу друг к другу в одной и той же плоскости скольжения до тех пор, пока не встретятся и взаимно не уничтожатся. Результатом этого будет образование дислокационной петли, которая продолжит расширяться в своей плоскости

скольжения. Одновременно восстановится исходный сегмент, и весь процесс начнется снова. Так будет продолжаться до тех пор, пока действует приложенная сила.



Очевидно, что, до тех пор, пока положение дислокационного сегмента фиксировано, он может действовать как источник генерации большого числа дислокационных петель. В результате пластической деформации по такому механизму в кристалле произойдет смещение, равное nb , где n – число генерируемых дислокационных петель. Это число неограничено, но в общем случае не все петли оставляют кристалл. Число дислокаций увеличивается до тех пор, пока в результате взаимодействия упругих полей деформации суммарное обратное напряжение не сбалансирует критическое напряжение сдвига $\tau_{кр}$, необходимое для действия источника, после чего источник становится неактивным.

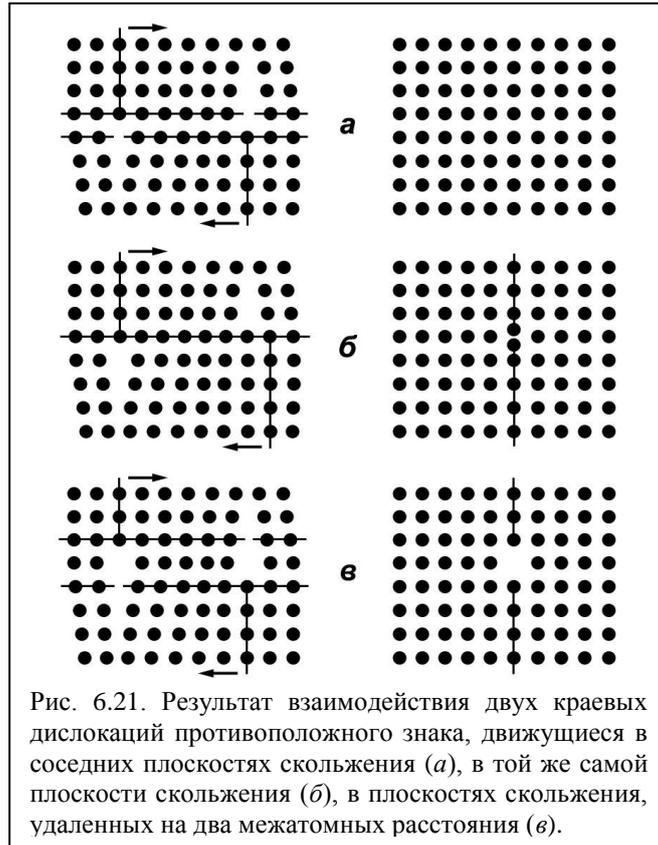
6.9. Взаимодействие параллельных краевых дислокаций

При приближении дислокации к свободной поверхности энергия деформации кристалла уменьшается, так как свободная поверхность кристалла не вызывает напряжений. Чем меньше расстояние до свободной поверхности, тем меньше энергия дислокации и больше ее притяжение к поверхности. Поэтому дислокация будет притягиваться до тех пор, пока не выйдет на поверхность. При этом образуется ступенька в одно межатомное расстояние.

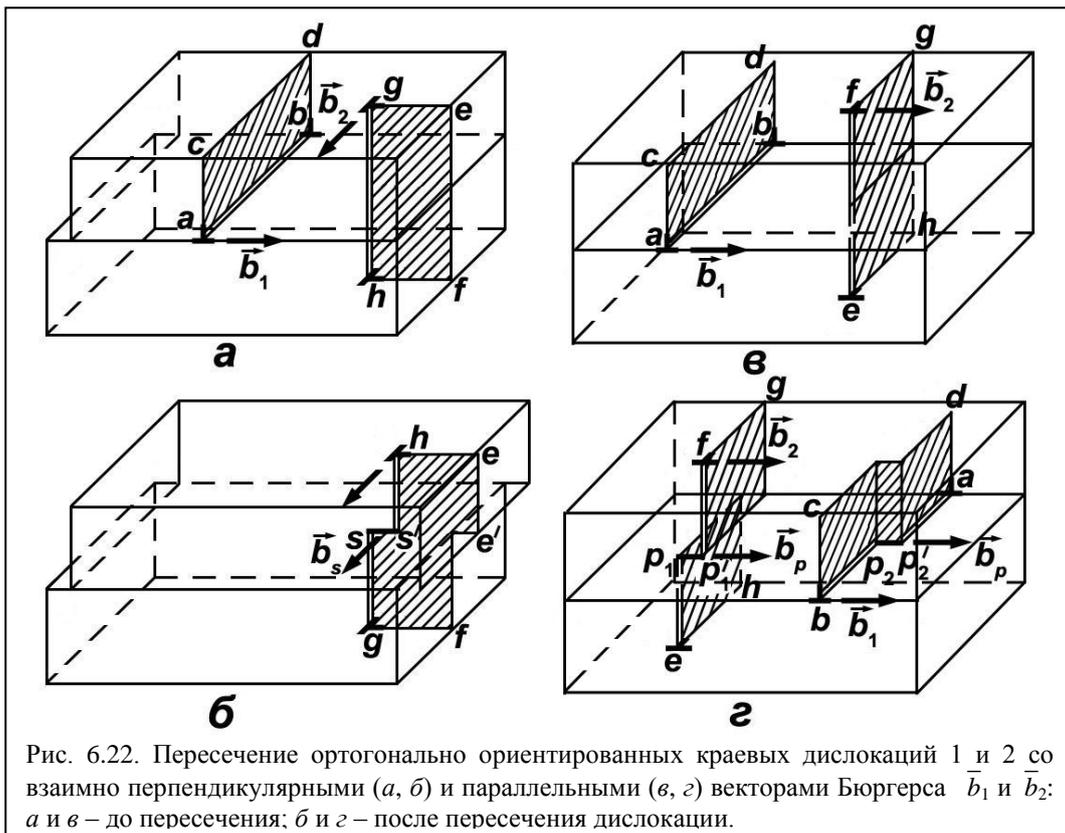
Дислокации противоположного знака при взаимодействии будут взаимно уничтожаться. Процесс взаимодействия параллельных краевых дислокаций можно понять, анализируя схему, представленную на рис. 6.21. В зависимости от взаимного расположения дислокаций после взаимодействия они либо исчезают, либо образуют вакансии или междоузельные атомы.

6.10. Пересечение дислокаций

Основной вклад во взаимодействие параллельных дислокаций вносят поля дальнедействующих напряжений. Анализ этих полей и сил взаимодействия дислокаций показывает, что ортогонально ориентированные дислокации между собой не взаимодействуют. Поэтому при своем движении эти дислокации могут подходить достаточно близко друг к другу, и основной вклад в энергию их взаимодействия будут вносить ядра дислокаций.



Пусть подвижная краевая дислокация ab (рис. 6.22, а) с экстраплоскостью $abcd$ и



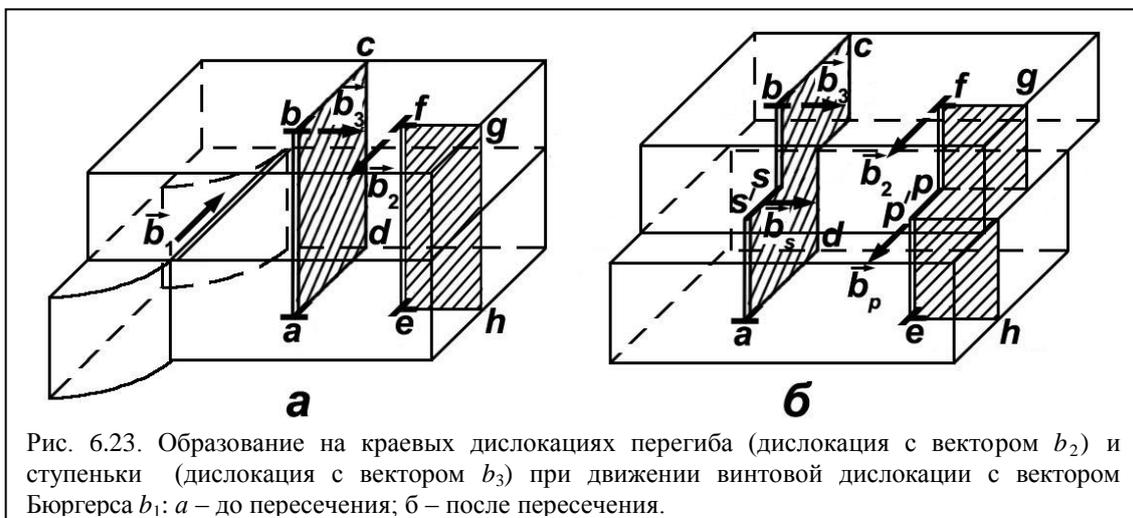
вектором Бюргера \vec{b}_1 пересекает неподвижную дислокацию $efgh$, вектор Бюргера \vec{b}_2

которой перпендикулярен \vec{b}_1 . В результате скольжения дислокационная линия ab перемещается слева направо, и верхняя часть кристалла сдвигается относительно нижней на величину \vec{b}_1 (рис. 6.22, б). Так как линия дислокации gh не может прерываться внутри кристалла, то между нижней и верхней частями дислокации gh образуется излом ss' , называемый ступенькой или порогом. Ступенька является частью дислокационной линии gh . Вследствие инвариантности вектора Бюргерса вектор \vec{b}_2 постоянен вдоль дислокационной линии и имеет одинаковое направление, в результате чего вектор Бюргерса ступеньки $\vec{b}_s = \vec{b}_2$ перпендикулярен $ss' = \vec{b}_1$, т.е. ступенька имеет краевую ориентацию. В результате пересечения дислокаций дислокация gh увеличила свою длину на величину вектора Бюргерса \vec{b}_1 .

Если вектор Бюргерса неподвижной дислокации \vec{b}_2 параллелен вектору \vec{b}_1 (рис. 6.22, в), то при пересечении на каждой дислокационной линии образуются перегибы pp' (рис. 6.22, з), причем длина перегиба на дислокационной линии ab равна $\vec{b}_p = \vec{b}_2 = p_2 p_2'$, а длина перегиба на дислокационной линии ef определяется длиной вектора $\vec{b}_p = \vec{b}_1 = p_1 p_1'$. Оба вектора \vec{b}_p лежат в плоскости скольжения той и другой дислокации и параллельны pp' , т.е. перегибы имеют винтовую ориентацию.

Таким образом, из сравнения рис. 6.22, а, б и в, г следует, что при пересечении краевых дислокаций результат получается различным и зависит от взаимной ориентации дислокационных линий и их векторов Бюргерса. Можно сформулировать следующие правила для пересекающихся краевых дислокаций:

1. Если вектор Бюргерса \vec{b}_1 подвижной дислокации лежит в плоскости скольжения неподвижной дислокации (рис. 6.22, в, з), то на подвижной дислокации образуется перегиб, если же не лежит, то образуется ступенька.



2. При пересечении двух дислокаций длина ступеньки или перегиба на одной дислокации равна вектору Бюргерса другой дислокации.

Эти правила остаются справедливыми и при пересечении краевых дислокаций с движущимися винтовыми дислокациями (рис. 6.23). Действительно, вектор Бюргерса движущейся винтовой дислокации b совпадает с плоскостью скольжения дислокаций с

вектором Бюргера \vec{b}_2 ($\vec{b}_1 \parallel \vec{b}_2$). При их пересечении образуется перегиб $pp' = \vec{b}_1$ с винтовой ориентацией и $\vec{b}_p = \vec{b}_1$. Если $\vec{b}_1 \perp \vec{b}_3$ (рис. 6.23), то при движении винтовой дислокации с последующим пересечением краевой дислокации образуется ступенька

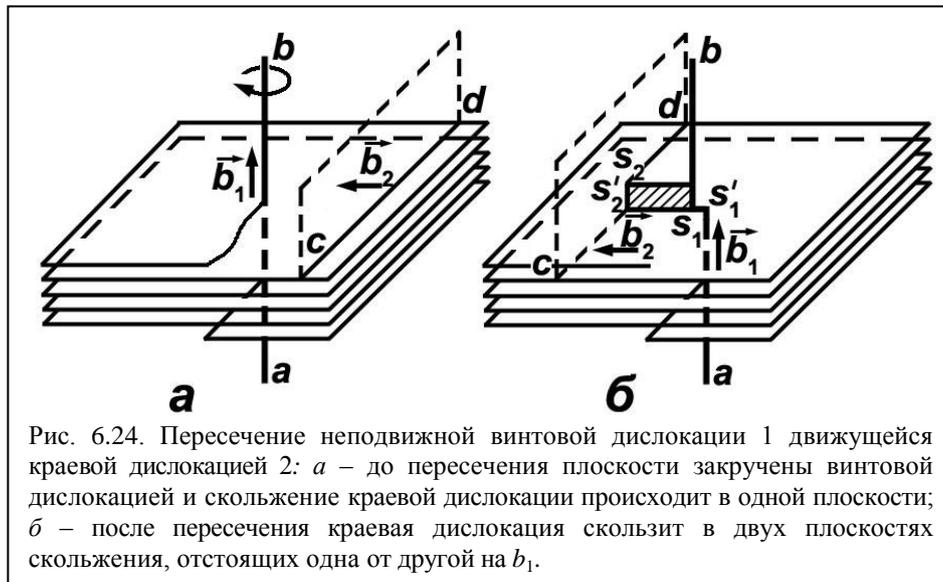


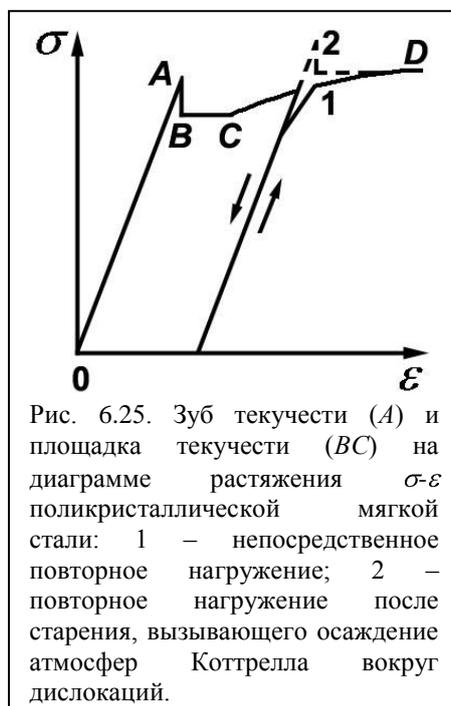
Рис. 6.24. Пересечение неподвижной винтовой дислокации 1 движущейся краевой дислокацией 2: а – до пересечения плоскости закручены винтовой дислокацией и скольжение краевой дислокации происходит в одной плоскости; б – после пересечения краевая дислокация скользит в двух плоскостях скольжения, отстоящих одна от другой на b_1 .

$\vec{b}_s = \vec{b}_1$ с краевой ориентацией.

Если подвижная краевая дислокация пересекает неподвижную винтовую (рис. 6.24), то дислокационная линия cd находится на поверхности скольжения, которая представляет собой винтовую поверхность, созданную винтовой дислокацией. Приближаясь к оси винтовой дислокации, кромка экстраплоскости cd искривляется. При пересечении участок cs_2' (рис. 6.24 б) краевой дислокации становится ниже участка s_2d на величину вектора Бюргера \vec{b}_1 винтовой дислокации. Образующаяся ступенька s_2s_2' – часть краевой дислокации с величиной и направлением вектора Бюргера, характерным для всей дислокации cd . Поскольку $\vec{b}_2 \perp s_2s_2'$, ступенька имеет краевую ориентацию и скользит в направлении движения краевой дислокации. Заштрихованная на рис. 6.24 б площадь – это площадь, описываемая движущейся ступенькой. После пробега краевой дислокации справа налево возникает смещение верхней части кристалла влево на величину \vec{b}_2 . В итоге на винтовой дислокации образуется ступенька $s_1s_1' = \vec{b}_2$, представляющая собой часть винтовой дислокации с вектором Бюргера \vec{b}_1 и имеющая краевую ориентацию. Как видно из описания пересечения этих двух дислокаций, здесь также справедливо сформулированное выше правило пересечения дислокаций. В частности, так как вектор Бюргера \vec{b}_2 подвижной дислокации не лежит в плоскости скольжения неподвижной дислокации, образуется ступенька. Ясно, что две ортогонально ориентированные винтовые дислокации образуют при пересечении две ступеньки.

6.11. Взаимодействие дислокаций с точечными дефектами

Упругие поля напряжений, образующиеся вокруг дислокации и точечного дефекта, взаимодействуют между собой. Энергия взаимодействия краевой дислокации с примесным атомом тем больше, чем больше размерное несоответствие между примесным и собственным атомами. Поскольку со стороны экстраплоскости краевой дислокации имеется зона сжатия, а по другую сторону зона растяжения, то атомы внедрения и атомы замещения с диаметром, большим, чем диаметр атома основного элемента, притягиваются в зону растяжения. Эти атомы размещаются под экстраплоскостью. Атомы элемента, растворенного по способу замещения и имеющие меньший размер, чем у атомов основного элемента, притягиваются в область сжатия и размещаются над краем экстраплоскости. Такое размещение примесных атомов, называемое «примесной атмосферой» или «облаком», приводит к снижению уровня внутренних напряжений и уменьшению энергии системы, состоящей из дислокаций и примесных атомов. Атомы внедрения, размещенные в междоузлиях, в большей степени искажают кристаллическую решетку, чем атомы замещения, расположенные в узлах кристаллической решетки, поэтому они создают более сильные поля напряжений и значительно сильнее притягиваются к дислокациям. Подобное притяжение атомов примесей приводит к их «осаждению» вокруг дислокационной линии (так называемые атмосферы Коттрелла). Кроме того, образованию атмосфер Коттрелла способствует более высокая диффузионная подвижность примесей внедрения, чем примесей



замещения.

Чем больше снижается энергия системы при образовании атмосферы Коттрелла, тем большую внешнюю нагрузку необходимо приложить, чтобы «вырвать» дислокацию из атмосферы, обеспечив тем самым ее движение, т.е. пластическую деформацию. После того как дислокация вырвана из атмосферы Коттрелла, для дальнейшего ее движения уже не требуются столь значительные напряжения, поэтому внешнее напряжение может быть снижено. Так, в частности, можно объяснить одну из причин появления зуба текучести на диаграмме «напряжение – деформация» при растяжении низкоуглеродистой стали (рис. 6.25).

С повышением температуры атмосферы Коттрелла рассасываются. При понижении температуры концентрация примеси около дислокации возрастает и по достижении предела растворимости вблизи ядра дислокации могут даже образоваться дисперсные выделения второй фазы. В этом случае продвижение дислокаций и пластическая деформация затруднены.

Винтовая дислокация в отличие от краевой не создает зон растяжения и сжатия, а поэтому не способна притягивать точечные дефекты. Однако если внедренный атом искажает кристаллическую решетку неодинаково в различных направлениях, то искажения и упругое поле напряжений кристаллической решетки не будут обладать чисто сферической симметрией. Такое поле напряжений точечного дефекта уже может взаимодействовать с касательными напряжениями поля напряжений вокруг винтовой дислокации.

Контрольные вопросы

1. Что такое краевая дислокация?
2. Чем отличается краевая дислокация от винтовой?
3. Что называется ядром дислокации?
4. Чем отличаются искажения в области ядра краевой дислокации от искажений винтовой дислокации?
5. Почему дислокации являются незавершенным сдвигом?
6. Что такое вектор Бюргерса и что он характеризует?
7. Как направлен вектор Бюргерса краевой и винтовой дислокаций?
8. Как убывает поле напряжений, вызываемое дислокациями?
9. Что такое плоскость скольжения и как она проявляется на поверхности кристаллов?
10. Какова модель источника дислокаций?
11. Что является движущей силой взаимодействия дислокаций?
12. Что такое «переползание» дислокаций?
13. К чему приводит взаимодействие краевых дислокаций?
14. Что образуется в результате пересечения дислокаций?
15. К чему приводит взаимодействие дислокаций и точечных дефектов?