

### 3.14. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДИСЛОКАЦИИ С ТОЧЕЧНЫМИ ДЕФЕКТАМИ

Во всех реальных кристаллах одновременно содержатся и дислокации и точечные дефекты. Между ними всегда есть некоторое взаимодействие. Дело в том, что даже вокруг простейших дефектов — вакансии междоузельного атома — существуют поля упругих напряжений. Ясно, что междоузельный атом является сильным центром отталкивания и вызывает в решетке напряжение сжатия. Вакансия, наоборот, является относительно сильным центром растяжения, т. к. окружающие атомы смещаются по направлению к ней. Области сжатия и растяжения, как мы видели, существуют и вокруг краевых дислокаций. Поэтому между дислокациями, имеющими краевую компоненту, и точечными дефектами возникает упругое взаимодействие. Междоузельные атомы и вакансии притягиваются к дислокации. В области растяжения возникает повышенная концентрация междоузельных атомов и пониженная концентрация вакансий, а в области сжатия — наоборот (рис. 3.26).

В большинстве металлов энергия образования вакансий намного меньше энергии образования междоузельных атомов. Например, для благородных металлов типичные значения энергии составляют соответственно 1 и 5 эВ. Концентрация тепловых междоузельных атомов поэтому пренебрежимо мала по сравнению с концентрацией тепловых вакансий при всех температурах вплоть до температуры плавления. Заметная концентрация междоузельных атомов может быть получена при облучении или пластической деформации.

Если в кристалле имеются примесные атомы, то между ними и краевыми дислокациями также существует взаимодействие. Растворенные атомы занимают либо положения замещения, заменяя атомы исходного вещества в узлах решетки, либо являются атомами внедрения, располагаясь в междоузлиях. В каждом случае примесь является центром расширения или сжатия. Так же как и компоненты пар Френкеля, инородные атомы притягиваются дислокацией и располагаются вокруг нее. Расчеты показывают, что число избыточных примесных атомов в области, ограниченной радиусами  $r_0$  и  $R$ , приходящихся на краевую прямолинейную дислокацию единичной длины, составляет

$$\frac{N}{L} = \frac{\pi \beta^2 I_0}{2(\kappa_B T)^2} \ln \frac{R}{r_0}. \quad (3.50)$$

Рис. 3.26. Распределение вакансий (а) и междоузельных атомов (б) вокруг краевой дислокации

Здесь  $I_0$  — равновесная концентрация примеси в областях, где нет дислокаций; а  $\beta$  определяется выражением

$$\beta = \frac{G b^2}{3\pi} \frac{1+\nu}{1-\nu} (V_s - V_a), \quad (3.51)$$

в котором  $V_s$  и  $V_a$  — объемы атомов примеси и атомов матрицы;  $\nu$  — коэффициент Пуассона.

Видно, что при  $R \rightarrow \infty$  отношение  $\frac{N}{L}$  тоже стремится к бесконечности, т. е. прямая дислокация в бесконечном кристалле обладает бесконечной емкостью для примесных атомов. В реальных кристаллах, как обсуждалось выше,  $R \approx 10^4 b$ . Если принять  $\nu = 0,3$ ,  $V_s = 1,1 \cdot V_a$ ,  $r_0 = 2b$ , то при  $k_B T \approx 0,05$  эВ получим  $N/L = 50 b^2 I_0$ . Для кристаллов с содержанием примеси, например 2%, это дает около одного растворенного примесного атома на атомную плоскость, пересекаемую дислокацией. В нелегированных кристаллах этот эффект незначителен.

Точечные дефекты и примесные атомы взаимодействуют также и с винтовыми дислокациями. В большинстве реальных кристаллов в силу анизотропии искажения, создаваемые дефектами, являются несимметричными. Это и приводит к взаимодействию их со скалывающими напряжениями вокруг винтовой дислокации. Таким образом, разница между винтовой и краевой дислокациями в этом отношении не так велика, как может показаться сначала.

Чрезвычайно важным результатом взаимодействия физических точечных дефектов (т. е. вакансий и междоузельных атомов) с дислокациями является их аннигиляция на дислокации. Механизм такого явления можно понять из рис. 3.27, где изображена краевая дислокация, переходящая из одной плоскости скольжения в другую, расположенную выше на одно межатомное расстояние. Такой переход называют ступенькой. Если к точке А подходит вакансия, то ступенька смещается в положение В, а сама вакансия исчезает. При поглощении междоузельного атома ступенька смещается в положение С. Таким образом, ступеньки являются стоками для точечных дефектов.

Обратный процесс — испускание точечных дефектов ступеньками — с точки зрения термодинамики равновероятен поглощению. В настоящее время общепринято, что ступеньки на дислокациях являются гораздо более важными источниками тепловых точечных дефектов, чем поверхность кристалла.

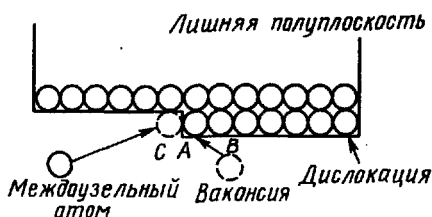


Рис. 3.27. Поглощение точечных дефектов ступенькой краевой дислокации

Кроме рассмотренного выше упругого взаимодействия в большинстве твердых тел имеется электрическое взаимодействие между дислокациями и точечными дефектами. Оно наиболее ярко проявляется в ионных кристаллах.

### 3.12. ИСТОЧНИКИ ДИСЛОКАЦИИ

Выше отмечалось, что дислокации возникают в кристаллах в процессе их выращивания. При определенных условиях могут быть получены твердые тела с весьма низкой ( $\sim 10^2$  см<sup>-2</sup> и даже менее) плотностью дислокаций. В то же время хорошо известно, что при деформации плотность дислокаций возрастает и часто достигает значения  $10^{10}$  см<sup>-2</sup>. Для объяснения этого факта необходимо допустить, что внутри кристалла имеются *источники дислокаций*.

Один из возможных механизмов размножения дислокаций был предложен Ф. Франком и В. Ридом. Действие *источника Франка — Рида* схематически показано на рис. 3.28. Линия АВ представляет собой краевую дислокацию с закрепленными концами. Хотя дислокационная линия не может оборваться внутри кристалла, она может окончиться в некоторой плоскости, повернув в другом направлении или соединившись в узле с другими дислокациями, проходящими через данную плоскость. Такая ситуация изображена на рис. 3.29. Узлы А и В являются точками закрепления дислокации. Закрепление может также произойти на атомах примеси.

Франк и Рид обнаружили, что отрезок дислокации типа АВ, расположенный в плоскости скольжения, может действовать как источник неограниченного числа дислокаций. Под действием внешнего напряжения  $\tau$  дислокация начинает выгибаться в плоскости скольжения и занимает положение 1 (см. рис. 3.28) (если бы концы отрезка были свободными, то дислокация ста-

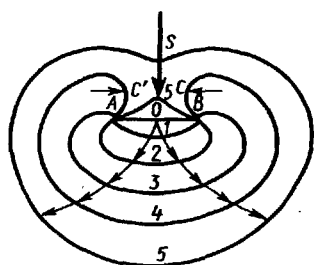


Рис. 3.28. Источник Франка-Рида

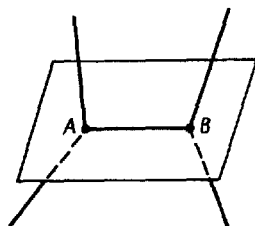


Рис. 3.29. Отрезок дислокации АВ с закрепленными концами