

НЕРАВНОВЕСНЫЕ ЭЛЕКТРОНЫ И ДЫРКИ

§ 1. Неравновесные носители заряда

В полупроводниках, в отличие от металлов, под влиянием внешних воздействий (освещения, электрического тока в неоднородных структурах и других) концентрации электронов и дырок могут изменяться на много порядков. Это приводит к ряду специфических явлений, которые лежат в основе действия многих полупроводниковых приборов.

Чтобы пояснить, почему изменяются концентрации электронов и дырок, рассмотрим группу состояний электронов, которые изображаются точками в p -пространстве, заключенными внутри малого объема δp_1 (рис. 7.1). Часть из этих состояний фактически заполнена электронами, которые под влиянием теплового движения (сюда включается и тепловое излучение, находящееся в равновесии с кристаллом) могут переходить в другие состояния, например, принадлежащие объему δp_2 . При этом энергия электронов может изменяться. Обозначим через ν_{12} темп таких переходов, т. е. число переходов в единицу времени, рассчитанное на единицу объема кристалла, а темп обратных переходов из состояния 2 в состояние 1 — через ν_{21} . Тогда при термодинамическом равновесии устанавливается такое распределение электронов по квантовым состояниям, что

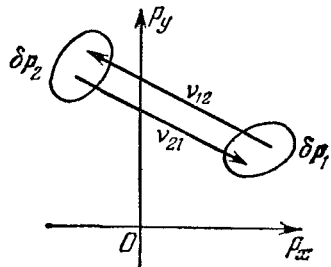


Рис. 7.1. Прямые и обратные электронные переходы.

$$\nu_{12} = \nu_{21}. \quad (1.1)$$

Суммарные концентрации электронов и дырок равны при этом их равновесным значениям n_0 и p_0 . Соотношение (1.1) выражает принцип детального равновесия, который играет большую роль при статистических расчетах и более подробно будет рассмотрен в гл. XIII.

Существенно подчеркнуть, что взаимное уравнивание прямых и обратных переходов справедливо не только для всей совокупности состояний, но и для отдельных их физически малых групп. Так, например, рассматривая тепловые возбуждения электронов

из валентной зоны в зону проводимости, можно непосредственно заключить, что темп этих переходов (тепловой генерации электронно-дырочных пар) равен темпу обратных выпадений электронов из зоны проводимости в валентную зону (или рекомбинации электронно-дырочных пар), что вытекает просто из условия постоянства концентраций электронов и дырок в зонах. Однако согласно принципу

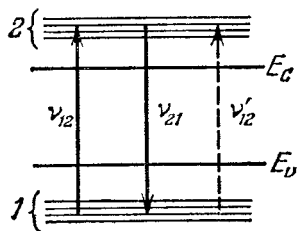


Рис. 7.2. К иллюстрации принципа детального равновесия. Тепловая генерация электронно-дырочных пар ($1 \rightarrow 2$) и обратный процесс рекомбинации электронов и дырок ($2 \rightarrow 1$).

детального равновесия можно утверждать гораздо больше, а именно что это равенство справедливо и для отдельных групп энергетических уровней в зонах (рис. 7.2).

При наличии внешних воздействий на полупроводник к тепловым переходам ν_{12} добавляются переходы ν'_{12} нетепловой природы, и при этом частота обратных переходов ν_{21} тоже изменяется. Состояние полупроводника в таких условиях мы будем называть *термодинамически неравновесным*. При этом принцип детального равновесия, вообще говоря, уже не выполняется.

При нарушении термодинамического равновесия концентрации электронов и дырок в зонах n и p изменяются по сравнению с их равновесными значениями n_0 и p_0 , т. е. в зонах появляются *неравновесные* носители заряда с концентрациями $\delta n = n - n_0$ и $\delta p = p - p_0$. При этом изменяются и концентрации связанных носителей n_t и p_t .

Сказанное справедливо, конечно, и для металлов. Однако концентрация электронов в металлах гораздо больше, чем в полупроводниках, и ее относительное изменение обычно ничтожно мало.

Отметим, что уже в гл. VI мы имели дело, по существу, с неравновесными состояниями, так как наличие тока нарушает термодинамическое равновесие (ср. § VI. 3). Однако там можно было считать, что по отношению к концентрации носителей заряда равновесие сохраняется. Это значит, что для данного полупроводника при заданной температуре установившаяся концентрация электронов определяется только значением электростатического потенциала (ср., например, § VI.12). Теперь мы рассмотрим явления, в которых нарушается равновесие и по концентрациям. Именно такие состояния мы будем называть в дальнейшем неравновесными.

§ 2. Время жизни неравновесных носителей заряда

В настоящей главе мы будем рассматривать поведение неравновесных носителей заряда только в объеме полупроводника, отвлекаясь от возможного влияния его поверхности. Это можно сделать, если