

### § 5. «Хвост» плотности состояний

В полупроводнике с идеальной решеткой плотность состояний имеет вид, схематически изображенный на рис. 19.4, а.

При слабом легировании в запрещенной зоне появляются острые (дельтообразные) пики, отвечающие дискретным примесным уровням (рис. 19.4, б). В условиях промежуточного легирования эти пики размазываются (рис. 19.4, в), причем площадь каждого пика (пиков) остается равной концентрации соответствующей примеси.

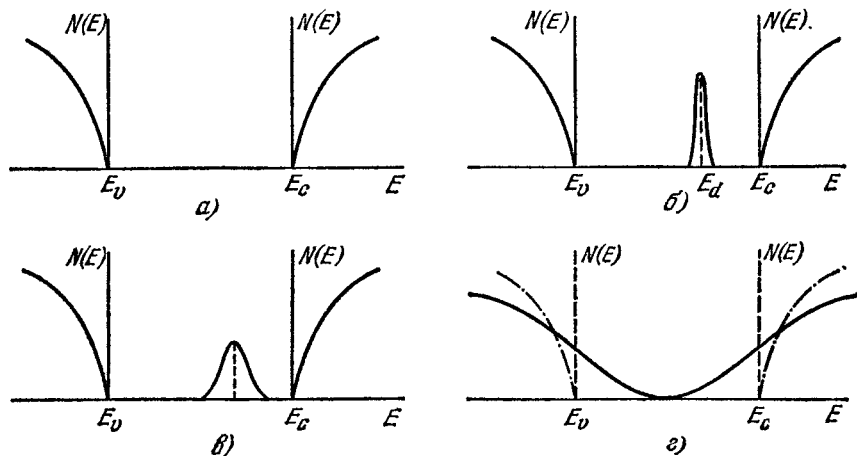


Рис. 19.4. Плотность состояний (схематически). а) Полупроводник с идеальной решеткой. б) Слабо легированный полупроводник с донорами одного типа. в) Промежуточно легированный полупроводник  $n$ -типа. г) Сильно легированный полупроводник. Пунктиром указаны границы зон в чистом материале, штрихпунктиром — ход плотности состояний в нем.

При сильном легировании возникает картина, схематически представленная на рис. 19.4, г. Точки  $E = E_c$ ,  $E = E_v$ , отвечавшие границам запрещенной зоны в чистом образце, равно как и  $E = E_d$ , здесь ничем не выделены — плотность состояний в них оказывается отличной от нуля и ограниченной. Примесным областям спектра отвечают участки с ненулевой плотностью состояний, постепенно убывающей в глубь запрещенной зоны. Их называют «хвостами» плотности состояний. Своим происхождением они обязаны случайному полю примеси. В тех местах, где флуктуации в распределении примеси привели к образованию потенциальных ям, потенциальная энергия носителя заряда оказывается пониженной по сравнению с тем, что было бы в идеальном кристалле (рис. 19.5). Это влечет за собой и уменьшение полной энергии. Положение оказывается особенно простым, когда радиус экранирования значительно превышает среднее расстояние между атомами примеси, т. е. когда знак

первого из неравенств (1.1) сменяется на обратный. В этих условиях случайное поле в среднем достаточно плавно изменяется в пространстве и поведение электронов и дырок можно рассматривать квазиклассическим путем — с помощью представления об искривленных зонах \*). Сплошные линии на рис. 19.5 показывают положения границ таких случайно искривленных зон. При усреднении по конфигурациям примеси локальный характер флуктуаций случайного поля «смазывается», и остается не зависящая от координат

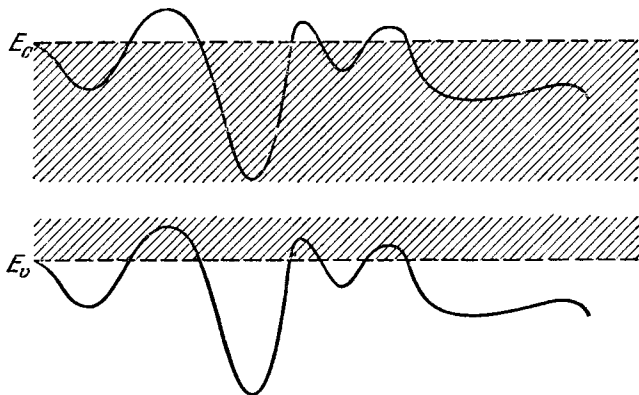


Рис. 19.5. Изменение потенциальной энергии носителей заряда в случайном поле (схематически). По оси абсцисс отложена пространственная координата. Заштрихованы хвосты плотности состояний, получающиеся при усреднении по конфигурациям примеси.

плотность состояний, отличная от нуля во всех точках, до которых доходят границы искривленных зон. Плотность состояний на хвосте при этом пропорциональна вероятности соответствующих флуктуаций потенциальной энергии; по этой причине она довольно быстро уменьшается по мере углубления в запрещенную зону. Это и позволяет говорить по отдельности о хвостах плотности состояний  $N_c(E)$  и  $N_v(E)$  вблизи дна зоны проводимости и вблизи потолка валентной зоны. По этой же причине полное число состояний

\*) Заметим, что в применении к вырожденному полупроводнику слово «квазиклассически» в данном случае имеет ограниченный смысл. Действительно, в наиболее интересном случае мелких доноров или акцепторов  $a_B = \epsilon \hbar^2 / m e^2$ , и большой — по условию — параметр  $r_0 N_i^{1/3}$  — порядка  $(a_B n^{1/3})^{1/2}$ . Это выражение содержит постоянную Планка в числителе. Дело в том, что слово «квазиклассически» относится здесь к поведению носителей заряда в случайном поле примеси при заданном радиусе экранирования. В условиях вырождения последний сам зависит от  $\hbar$ , что и приводит к появлению этой постоянной в явно раскрытом выражении для  $r_0 N_i^{1/3}$ .

в области хвоста, отнесенное к единице объема, оказывается небольшим по сравнению с концентрацией примеси.

Роль хвостов плотности состояний в тех или иных явлениях различна в зависимости от степени компенсации материала. В некомпенсированных и, следовательно, вырожденных образцах наличие хвостов заметно в двух эффектах.

Первый из них — избыточный ток в туннельных диодах (§ VIII.3). С учетом хвостов зонная диаграмма туннельного  $n$ — $p$ -перехода принимает вид, схематически представленный на рис. 19.6. Видно, что один из возможных механизмов возникновения избыточного

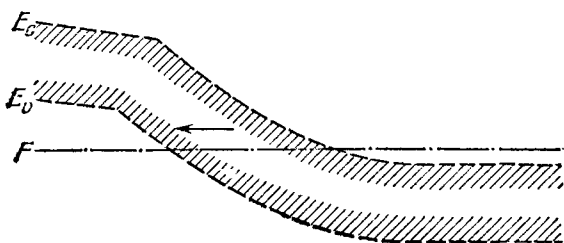


Рис. 19.6. Зонная диаграмма туннельного  $n$  —  $p$ -перехода с учетом хвоста плотности состояний (схематически). Заштрихованы области энергии, в которых плотность состояний на хвосте достаточно велика. Стрелкой указан один из электронных переходов, дающих вклад в плотность избыточного тока.

тока обусловлен самой природой сильно легированного полупроводника: этот механизм связан с электронными переходами между уровнями, принадлежащими хвостам плотности состояний в  $n$ - и  $p$ -областях. Исследование избыточного тока в туннельных диодах из германия и арсенида галлия позволило впервые получить прямое доказательство существования хвостов плотности состояний в этих материалах [3].

Второй из указанных эффектов состоит в рекомбинационном излучении фотонов с энергией, меньшей ширины запрещенной зоны. Он рассматривается в следующем параграфе.

Особенно заметна роль хвостов плотности состояний в сильно компенсированных полупроводниках. Один из эффективных способов создания их состоит в облучении образцов нейтронами или быстрыми (с энергией около 1 МэВ) электронами. Отношение  $\frac{|N_d - N_a|}{N_d}$  при этом может достигать  $10^{-5}$  (при  $N_d \simeq 10^{19} \text{ см}^{-3}$ )

В таких материалах уровень Ферми располагается недалеко от середины запрещенной зоны, и, следовательно, большинство носителей заряда находится именно в примесных областях энергетического спектра. При этом важную роль могут играть плавные и достаточно глубокие флуктуации потенциальной энергии носителей

заряда. Действительно, при достаточно сильном искривлении зон границы их могут пересекать уровень Ферми (рис. 19.7). При этом в материале возникают области *n*- и *p*-типа, случайно распределенные по объему образца. Вероятность возникновения их может

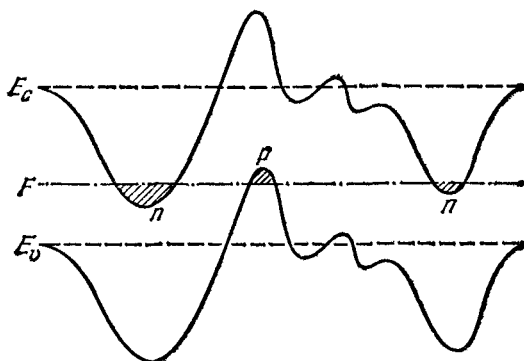


Рис. 19.7. Сильное флуктуационное искривление зон. Буквами *n* и *p* отмечены заштрихованные области, в которых при низких температурах образуются «капли» электронов и дырок.

оказаться достаточно большой, так что при низких температурах практически все носители заряда собираются в этих областях. Последние получили название электронных и дырочных «капель».

## § 6. Междузонные оптические переходы в сильно легированных полупроводниках

Особенности сильно легированных полупроводников приводят к некоторым изменениям их оптических характеристик по сравнению с тем, что наблюдается в сравнительно чистых материалах.

*а). Переходы в глубину разрешенной зоны.* Из-за вырождения газа носителей заряда в некомпенсированных материалах красная граница поглощения в них сдвигается на величину  $\Delta\omega_n = \frac{F - E_c}{\hbar}$

или  $\Delta\omega_p = \frac{E_v - F}{\hbar}$ , соответственно, в *n*- и *p*-типа.

Это есть сдвиг Бурштейна — Мосса, обсуждавшийся в § XVIII. 7. В соответствии со сказанным в § 3, случайное поле примеси сравнительно слабо влияет на вероятность рассматриваемых переходов. Коэффициенты поглощения и рекомбинационного излучения здесь в основном описываются формулами гл. XVIII. Использование последних для определения ширины запрещенной зоны привело к выводу, что в сильно легированных полупроводниках она несколько меньше, чем в чистом материале. Этот эффект может быть обусловлен