сеяния. Отсылаем к статье Эренрайха и Шварца в [101.31] как к введению в подобные методы; относительно разбавленных магнитных сплавов см. также Кондо [101.23] и литературу, цитированную в § 28.

Б. ЯВЛЕНИЯ ПЕРЕНОСА В НЕУПОРЯДОЧЕННОЙ РЕШЕТКЕ

§ 31. Перенос по распространенным состояниям

Чтобы закончить эту главу, мы хотим в следующих параграфах рассмотреть электропроводность в неупорядоченных решетках. При этом мы собираемся, в частности, рассмотреть различные механизмы проводимости, включающие распространенные и локализованные состояния.

Вклад распространенных состояний в проводимость доминирует всегда, когда в этих состояниях имеется достаточно большое число электронов, следовательно, когда энергия Ферми лежит над краем подвижности E_c, или в пределах нескольких $k_B T$ от него. Первый случай имеет место в *жидких* и *аморфных металлах* и *сплавах*. Второй важен в *полупроводниках* с *примесной зоной* и в *аморфных полупроводниках* при не слишком низкой температуре. В этом параграфе мы хотим кратко рассмотреть оба случая. Более важный случай — прыжковая проводимость в локализованных состояниях — будет предметом обсуждения в последующих параграфах.

В соответствии с § 29 распространенные состояния над E_c характеризуются приведенной средней длиной свободного пробега. Неупорядоченность сама действует как рассеивающий механизм для носителей заряда. Пока средняя длина свободного пробега велика по сравнению с постоянной решетки, может быть использован формализм уравнения Больцмана. Рассеяние в неупорядоченной решетке тогда подобно рассеянию на хаотически распределенных дефектах. Примером служит *alloy scattering*, представляющее собой дополнительный механизм рассеяния в сплавах. Вообще это приближение недостаточно хорошо для расчета сопротивления в жидкостях и аморфных металлах. Теоретической базой здесь служит теория многократного рассеяния и формула Кубо (§ 10). Их обсуждение выходит за рамки этой книги (см., например, работы Джонса и Марча [15]). Для оценок проводимости непосредственно у края подвижности (средняя длина свободного пробега сравнима с постоянной решетки) можно представить движение носителя заряда как броуновское движение: носитель заряда диффундирует через решетку путем переходов между эквивалентными состояниями ближайших соседей. Тогда мы приходим к следующему выражению для подвижности непосредственно над E_c:

$$\mu_{E_c} = \frac{1}{6} \frac{ea^2}{k_B T} \nu_s \qquad (3.6)$$