тельной) потенциальной энергии, так что этот вклад дает только численный коэффициент. Все вместе дает

$$E(r_p) = \frac{\hbar^2}{2m^* r_p^2} - \frac{e^2}{2r_p}\left[\frac{1}{\varepsilon(\infty)} - \frac{1}{\varepsilon(0)}\right]. \tag{1.87}$$

Неизвестный пока радиус r_p определяется посредством минимизации (1.87). Окончательно

$$r_p^{-1} = \frac{m^* e^2}{2\hbar^2}\left[\frac{1}{\varepsilon(\infty)} - \frac{1}{\varepsilon(0)}\right] \tag{1.88}$$

и

$$E = -\frac{e^2}{4r_p}\left[\frac{1}{\varepsilon(\infty)} - \frac{1}{\varepsilon(0)}\right] = -\frac{1}{4}\alpha^2\hbar\omega_L. \tag{1.89}$$

Таким образом, энергия связи пропорциональна α^2.

Более важным, чем эта оценка, является вопрос о поляронных состояниях. Исходной точкой здесь не являются ни приближение эффективной массы, ни приближение сплошной среды. Наиболее пригодный подход состоит в преобразовании электрон-фононного взаимодействия с помощью канонического преобразования, как это делалось в общем виде в ч. II, § 81. Мы рассматриваем эту проблему в более широком контексте в следующем параграфе.

Литература к этому параграфу: Аппель [101.21], Мотт и Дэвис [94] и некоторые статьи в [118].

§ 12. Прыжковая проводимость в полярных твердых телах

В последнем параграфе мы видели, что для сильной электрон-фононной связи поляризация может приводить к локализации электрона в им самим индуцированной потенциальной яме (малый полярон). Движение малого полярона происходит (за исключением очень низких температур) путем процессов перескока от одного атома решетки к другому. При этом несущественно, является решетка упорядоченной или нет. В этом параграфе мы рассмотрим такие процессы перескока.

Прежде чем обратиться к количественному описанию, рассмотрим проблему качественно. Опишем искажение решетки в окрестности атома решетки с помощью конфигурационной координаты q (рис. 16) (см. также § 21 относительно концепции конфигурационной координаты). Энергия деформации зависит квадратично от q, т. е. $E_{def} = Aq^2$.

Положим, что энергия электрона в его потенциальной яме пропорциональна q, т. е. $E_{el} = -Bq$. Таким образом, полная энергия полярона $E = Aq^2 - Bq$. При $q_0 = B/2A$ она имеет минимум, так что можно также написать $E = -Aq_0^2 + A(q - q_0)^2$, где Aq_0^2 есть энергия связи малого полярона (1.89). Рассмотрим теперь