

этой концепции к люминесценции см., например, Декстер [101.6], Клик и Шульман [101.5], о поучительной одномерной модели и ее использовании для количественного проведения намеченного выше вывода см. также Макхэм [102.8] и цитируемую там литературу.

§ 22. Электрон-фононное взаимодействие на дефектах кристаллической решетки

Электронные переходы в дефектах кристаллической решетки часто связаны с рождением (или поглощением) фононов. Такие процессы важны при определении структуры спектров поглощения. Междузонные переходы всегда приводят к непрерывным спектрам поглощения, поскольку выше порогового значения возможен любой ряд энергий перехода. Напротив, переходы в дефектах дают резкие линии поглощения, пока в процессе не участвуют фононы. Электрон-фононная связь может приводить к уширению линий и к возникновению полос поглощения и испускания с характерной структурой.

Вклад дефекта в оптическое поглощение описывается обычно эффективным сечением дефекта по отношению к процессу поглощения. При достаточно малой концентрации дефектов эти процессы являются независимыми и вклад дефектов в поглощение есть просто произведение концентрации дефектов на эффективное сечение. Аналогично прямым междузонным переходам, обсуждавшимся в ч. II, § 68, полагаем эффективное сечение пропорциональным квадрату *) матричного элемента перехода и дельта-функции, обеспечивающей сохранение энергии [ср. (ч. II.68.10) и (ч. II.68.16)]:

$$\sigma(\omega) \propto |\langle j' | \exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \mathbf{e} \cdot \nabla | j \rangle|^2 \delta(E_j - E_{j'} - \hbar\omega). \quad (2.96)$$

Переход здесь происходит между двумя состояниями j, j' дефекта, $\mathbf{k}$ — волновой вектор фотона, $\hbar\omega$ — его энергия. Если в переходе принимают участие фононы, следует обобщить (2.96). Вместо волновых функций $|j\rangle$ и $|j'\rangle$ электронных состояний следует использовать волновые функции $|j, n\rangle$ и $|j', n'\rangle$, где n, n' описывают состояния фононного поля до и после перехода. Согласно предыдущему параграфу, эти функции являются произведениями волновых функций $|j\rangle$ или $|j'\rangle$ и произведений осцилляторных собственных функций, которые зависят от нормальных координат $Q, \bar{Q}$ обоих состояний. Для упрощения примем, что $e_{kk'}$ в (2.93) равно нулю. Q и $\bar{Q}$ отличаются тогда только координатой расстояния этих двух конфигураций решетки: $\bar{Q} = Q - Q_0$.

Волновые функции принимают, следовательно, вид

$$|j, n\rangle = |j\rangle \prod_k \chi_{n_k}(Q_k), \quad |j', n'\rangle = |j'\rangle \prod_k \chi_{n'_k}(Q_k - Q_0). \quad (2.97)$$

*) Абсолютной величины. (Примеч. пер.)