

принадлежащего либо побочному, либо главному минимуму. Соответственно усложняется и спектр поглощения света.

Мы рассмотрели связанные состояния «большого радиуса» (a_3 гораздо больше постоянной решетки). Об этих состояниях принято говорить как об экситонах Ваннье—Мотта. Они, по-видимому, реализуются в кристаллах типа германия и т. п. В материалах иной природы (в частности, в молекулярных кристаллах) существуют экситоны другого типа (обычно называемые экситонами Френкеля). Радиус их — порядка постоянной решетки, так что, в сущности, такой экситон есть не что иное, как возбужденное состояние отдельного атома (или молекулы), способное перемещаться по решетке *).

При не слишком малой ширине запрещенной зоны тепловая концентрация экситонов Ваннье—Мотта обычно очень мала. Заметную концентрацию экситонов N_3 можно получить, создавая их светом. Пользуясь лазером в качестве источника света, можно добиться значений N_3 порядка 10^{18} см⁻³ и более. При этом среднее расстояние между экситонами, по порядку величины близкое к $N_3^{-1/3}$, становится сравнимым с боровским радиусом (7.11). При таких условиях экситоны уже нельзя рассматривать как независимые квазичастицы. Мы имеем здесь существенно неидеальный экситонный газ. При достаточно высокой плотности и достаточно низкой температуре газ экситонов, как и всякий другой газ, должен испытывать конденсацию. Опыт показывает, что при гелиевых температурах в полупроводнике с указанными выше значениями N_3 действительно появляются экситонные «капли», обнаруживаемые, например, по вызываемому ими рассеянию света [7]. Линейные размеры капель могут составлять несколько сот микрон и более.

§ 8. Мелкие локальные уровни при учете экранирования примесных центров

Взаимодействие между электронами приводит к экранированию неоднородных электрических полей, создаваемых как носителями заряда, так и атомами примеси, иными несовершенствами решетки или внешними источниками. Есть задачи (см., например, § XIV.5), в которых учет экранирования оказывается принципиально необходимым. В рамках одноэлектронной задачи эта процедура не вполне последовательна. Ее, однако, можно обосновать с позиций многоэлектронной теории твердого тела. При этом дается и способ вычисления потенциальной энергии носителя заряда δU с учетом эффекта экранирования. В частности, при достаточно большом радиусе экранирования r_0 получаются уже известные нам выражения (П. XII.6а и П. XII.6б): они справедливы, если $r_0^3 n \gg 1$, где n —

*) Для дальнейшего знакомства с этим кругом вопросов можно рекомендовать книги [5—7].

концентрация экранирующих носителей заряда. Для определения энергетического спектра электронов и дырок, рассматриваемых как элементарные возбуждения, получается уравнение Шредингера с экранированным потенциалом δU^*).

Рассмотрим влияние эффекта экранирования на энергетический спектр локальных уровней, описываемых «водородной» моделью (§ IV.7). Соответствующее уравнение Шредингера имеет вид

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi + \delta U \cdot \psi = E \psi. \quad (8.1)$$

Здесь, как и в § IV.7, энергия E отсчитывается от края зоны проводимости вверх (если речь идет об электронах) или от края валентной зоны вниз (если рассматриваются дырки). Для $\delta U(r)$ можно воспользоваться, например, выражением (П. XII.7):

$$\delta U = -\frac{e^2}{\epsilon r} \exp(-r/r_0). \quad (8.2)$$

Для дальнейшего, однако, важен не явный вид функции δU , а лишь то, что она удовлетворяет условию

$$\left| \int \delta U(\mathbf{r}) \, d\mathbf{r} \right| < \infty. \quad (8.3)$$

(Тогда говорят о короткодействующих силах.)

При $r_0 \rightarrow \infty$ (что предполагалось в § IV.7) уравнение (8.1) имеет бесконечное число дискретных собственных значений ($E < 0$), отвечающих связанным состояниям электрона на доноре (дырки на акцепторе). При конечном значении радиуса экранирования число дискретных уровней оказывается ограниченным; в частности, они могут и вообще отсутствовать. Дело в том, что в силу принципа неопределенности локализация электрона на малом расстоянии от «ядра» (атомного остова донора) невозможна. Действительно, пусть электрон может с заметной вероятностью отстоять от ядра лишь на расстояние, не превышающее некоторого значения \bar{r} . Величину \bar{r} можно рассматривать как неопределенность радиальной координаты. Тогда неопределенность радиального импульса — порядка \hbar/\bar{r} . Средняя кинетическая энергия по порядку величины составит $\hbar^2/2m\bar{r}^2$, а полная энергия будет равна

$$E \simeq \frac{\hbar^2}{2m\bar{r}^2} - \frac{e^2}{\epsilon \bar{r}} \exp\left(-\frac{\bar{r}}{r_0}\right). \quad (8.4)$$

Минимизируя правую часть (8.4) по \bar{r} , легко убедиться, что при $r_0 \rightarrow \infty$ (атом водорода) $\bar{r} = a_B$, а $E = E_B$. Видно, далее, что при достаточно малых значениях \bar{r} энергия E оказывается положительной. Это означает, что столь сильно локализованные состояния существо-

* Это относится и к теории экситона. Уравнение (7.2) справедливо лишь в условиях слабого экранирования, когда $r_0 \gg a_0$.

вать не могут. С другой стороны, если радиус экранирования мал, то притяжение электрона к донору на больших расстояниях от последнего практически исчезает. Отсюда явствует, что уровни, которые в отсутствие экранирования были бы «водородными», должны исчезнуть, когда величина r_0 становится того же порядка, что и радиус соответствующей орбиты. В частности, при $r_0 \sim e\hbar^2/me^2$ дискретные уровни должны исчезнуть вообще.

Согласно П.ХИ.6а и П.ХИ.6б радиус экранирования зависит от температуры и от концентрации экранирующих носителей заряда. Последняя может быть и неравновесной: инжектированные носители также принимают участие в экранировании, если их время жизни больше максвелловского времени релаксации. Таким образом, энергетическим спектром примесных уровней можно в известных пределах управлять, варьируя условия опыта. Исчезновение дискретных уровней в условиях сильной инжекции наблюдалось экспериментально: при увеличении уровня инжекции исчезали линии рекомбинационного излучения, связанные с переходами «донорный уровень — валентная зона».

§ 9. Механизмы рекомбинации

Как было показано в гл. IX, для описания рекомбинационных процессов необходимо задать коэффициент прямой междузонной рекомбинации α , значения энергий и факторов вырождения центров рекомбинации, а также по два коэффициента захвата α_n и α_p для каждого из уровней этих центров. Как видно из формул (IX.3.3) и (IX.4.3), коэффициенты захвата определяются вероятностями соответствующих процессов, а также видом функции распределения $f(p)$ в зонах проводимости и дырочной. В отсутствие равновесия по энергиям функция f отличается от фермиевской, чем и описывается возможное влияние нагрева носителей заряда на темп рекомбинации. В этом параграфе мы обсудим, какими физическими факторами определяются значения коэффициентов захвата и вид температурной их зависимости.

Важная роль ловушек в процессе рекомбинации определяется двумя факторами. Во-первых, захватываясь, например, из зоны проводимости на ловушку, электрон должен передать своему окружению в решетке меньшую энергию, нежели при непосредственном переходе в валентную зону. По этой причине вероятность первого процесса может оказаться заметно больше, чем второго.

Во-вторых, при захвате электрона или дырки на ловушку закон сохранения квазиимпульса может и не выполняться. Действительно, носитель заряда взаимодействует при этом не только с идеальной решеткой, но и с атомом примеси или иным структурным дефектом, образующим ловушку. По этой причине потенциальная его энергия уже не обладает свойством пространственной периодичности. Волно-