

температурах колебания решётки достаточно сильны, чтобы разорвать слабую экситонную связь.

Время жизни В.—М. э. невелико: электрон и дырка рекомбинируют с излучением фотона, обычно за время  $\sim 10^{-8} - 10^{-7}$  с. Кроме того, В.—М. э. может поглотиться безызлучательно, напр. при захвате дефектами решётки. При малых концентрациях В.—М. э. ведут себя в кристалле подобно газу. При больших концентрациях становится существенным их взаимодействие и возможно образование связанного состояния двух В.—М. э.—экситонной молекулы (см. Биакситон).

В.—М. э. существенным образом проявляются во всех оптич. эффектах в полупроводниках. Это связано с тем, что и в акте поглощения света (фотон рождает пару электрон — дырка) и акте излучения (фотон возникает при аннигиляции пары) электрон и дырка находятся в одной точке кристалла и кулоновское взаимодействие играет определяющую роль.

**Экситонные уровни и зоны.** Возбуждённое экситонное состояние, возникающее в одном месте кристаллич. решётки, вследствие трансляц. симметрии способно распространяться по кристаллу. По этой причине В.—М. э. характеризуется квазиимпульсом  $p_{ex} = \hbar k_{ex}$ , где  $k_{ex}$  — квазиволновой вектор, характеризующий движение центра масс экситона. Если эффективные массы электрона  $m_e^*$  и дырки  $m_d^*$  изотропны, то Шрёдингера ур-ние для В.—М. э. имеет вид:

$$\left( \frac{\hat{p}_e^2}{2m_e^*} - \frac{\hat{p}_d^2}{2m_d^*} - \frac{e^2}{\epsilon r} \right) \psi = \mathcal{E} \psi. \quad (1)$$

Здесь  $\mathcal{E}$  — энергия системы, а  $\hat{p}_e$  и  $\hat{p}_d$  — операторы импульса электрона и дырки. Ур-ние (1) часто наз. двухчастичным. Оно позволяет включить экситонные состояния, точное описание к-рых возможно только в рамках многоэлектронной задачи, в зонную схему полупроводника, получаемую на основе одноэлектронного приближения (см. Зонная теория).

Замена переменных, разделяющая поступат. движение В.—М. э. как целого и внутр. орбитальное движение, приводит ур-ние (1) к виду:

$$\left( \frac{\hat{p}_{ex}^2}{2\mu} - \frac{e^2}{\epsilon r} \right) \Phi(\mathbf{r}) = \left[ \mathcal{E} - \frac{\hbar^2 k_{ex}^2}{M} \right] \Phi(\mathbf{r}). \quad (2)$$

Здесь  $\mu$  — приведённая эффективная масса экситона, определяемая соотношением  $1/\mu = 1/m_e^* + 1/m_d^*$ ,  $M = m_e^* + m_d^*$  — его полная масса,  $\mathbf{r} = \mathbf{r}_e - \mathbf{r}_d$  ( $\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_d$  — координаты электрона и дырки),  $\Phi$  — ф-ция, описывающая



Рис. 1. Экситонный спектр поглощения  $\text{Cu}_2\text{O}$  (пластинки толщиной 60 мкм) при 4,2 К. Видны члены серии, начиная с  $n=3$  ( $\lambda = 573,5$  нм).

внутр. движение электрона и дырки, связанных в экситон. Ур-ние (2) аналогично ур-нию Шрёдингера для атома водорода. Отсюда следует, что  $\Phi(\mathbf{r})$  — водородоподобная волновая ф-ция, зависящая от квантовых чисел — главного  $n$ , азимутального  $l$  и магнитного  $m$ . Ф-ция  $\Phi(\mathbf{r})$  связана с  $\psi(\mathbf{r})$  след. образом:

$$\psi_{n, l, m, k_{ex}}(\mathbf{r}) \approx \Phi_{n, l, m}(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{k}_{ex} \cdot \mathbf{r}), \quad (3)$$

где  $\mathbf{r} = (m_e^* \mathbf{r}_e + m_d^* \mathbf{r}_d) / (m_e^* + m_d^*)$  — координата центра масс экситона.

Из (2) следует, что для каждого значения  $k_{ex}$  существует набор экситонных состояний, характеризующихся энергиями:

$$\mathcal{E}_n(k_{ex}) = -\frac{\mu e^4}{2\hbar^2 \epsilon^2 n^2} + \frac{\hbar^2 k_{ex}^2}{2M}. \quad (4)$$

Первый член — энергия относительного орбитального движения электрона и дырки, связанных в экситон. Второй член — кинетич. энергия центра масс В.—М. э., движущегося по кристаллу как целое. Т. о., существует водородоподобная последовательность экситонных энергетич. зон, каждая из к-рых определяется квантовым числом  $n=1, 2, 3, \dots$ . Внутри таких зон энергия В.—М. э. непрерывно зависит от  $k_{ex}$ . Если  $\mathcal{E}_g$  — ширина запрещённой зоны полупроводника, то (4) можно представить в виде:

$$\mathcal{E}_n(k_{ex}) = \mathcal{E}_g - \frac{R_{ex}}{n^2} + \frac{\hbar^2 k_{ex}^2}{2M}. \quad (5)$$

Величина  $R_{ex} = \mu e^4 / 2\hbar^2 \epsilon^2$  по аналогии с постоянной Ридберга для атома водорода наз. экситонным Ридбергом. Серия экситонных энергетич. зон сходится к границе энергии диссоциации В.—М. э. на свободные электрон и дырку.

Поскольку импульс фотона  $p_\phi$  в оптич. области спектра мал, то вследствие закона сохранения импульса прямые оптич. переходы возможны лишь в экситонные состояния с  $k_{ex} = p_\phi \approx 0$ , т. е. практически на дно каждой из экситонных зон. Это правило отбора для оптич. возбуждённого экситона сформулировано Френкелем в 1931. Следствием его является тот факт, что экситонный оптич. спектр состоит из последовательности узких спектральных линий, положение к-рых определяется выражением:

$$\mathcal{E}_n = \mathcal{E}_g - \frac{R_{ex}}{n^2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (6)$$

Т. о.,  $R_{ex}$  имеет смысл энергии ионизации В.—М. э., к-рая отсчитывается от дна зоны проводимости до состояния с  $n=1$  [3, 4].

**Экситонные спектры полупроводников.** Спектр В.—М. э. в кристалле  $\text{Cu}_2\text{O}$  впервые наблюдали в 1952 Е. Ф. Гросс и Н. А. Корьев и независимо М. Хаяси (М. Hayasi) и К. Кацуки (К. Katsuki), по экситонная интерпретация его в работе японских авторов отсутствовала. При темп-ре жидкого гелия (4,2 К) в спектрах поглощения чистых кристаллов  $\text{Cu}_2\text{O}$  насчитывается до 9 линий водородоподобной экситонной серии (рис. 1). Их энергетич. положение в спектре удовлетворяет соотношению:

$$\mathcal{E}_n = 2,177 - 0,097/n^2 \text{ (эВ)}, \quad n = 2, 3, 4, \dots \quad (7)$$

Граница диссоциации при 4,2 К соответствует ширине запрещённой зоны  $\mathcal{E}_g = 2,177$  эВ (жёлтая часть спектра). Серия начинается с линии  $n=2$ . Это характерно

для полупроводниковых кристаллов, где зона проводимости и валентная зона, формирующие экситон, описываются волновыми ф-циями одинаковой чётности. Оптич. переход между такими зонами запрещён. Внутр. (орбитальное) движение в экситоне, образованном носителями из таких зон, описывается волновыми ф-циями  $\Phi_{nlm}$  P-типа. В этом случае дипольный оптич. переход в состоянии с  $n=1$  запрещён. Если В.—М. э. образован электроном и дыркой, принадлежащими зонам с волновыми ф-циями разной чётности, то  $\Phi_{nlm}$  — сферически симметричные S-функции. В этом случае  $l=0$  и т. к.  $l=n-1$ , то состояния с  $n=1$  реализуются. Действительно, в таких полупроводниках, как GaAs, CdS, Se, первое экситонное состояние 1S проявляется в спектре в виде интенсивной линии. В кристалле  $\text{Cu}_2\text{O}$  разрешён лишь оптич. квадрупольный переход в состояние