

Поэтому экситон Ванье—Мотта можно рассматривать как квазиатом, движущийся в вакууме (см. *Квазичастица*). Искажение структуры кристалла присутствием Э. или даже большого числа Э. пренебрежимо мало.

Э. отчётливо проявляются в спектрах оптич. поглощения полупроводников в виде узких линий, сдвинутых на величину ϵ от края сплошного поглощения в сторону меньших энергий фотона (экситонный резонанс). Экспериментально водородоподобная структура энергетич. спектра экситона Ванье—Мотта $\epsilon_n = \epsilon/n^2$ (исключая уровень $n=1$), впервые наблюдавшаяся Е. Ф. Гроссом в 1952 при исследовании спектра поглощения закиси меди Cu_2O (рис. 1), получена в дальнейшем для целого ряда

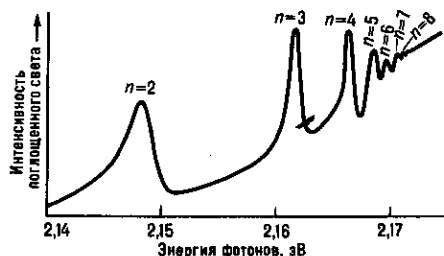


Рис. 1. Спектр поглощения кристаллической закиси меди; пики соответствуют энергетическим уровням экситонов, возникающих при поглощении фотонов резонансной энергии.

полупроводников. Э. проявляют себя также в спектрах люминесценции (рис. 2).

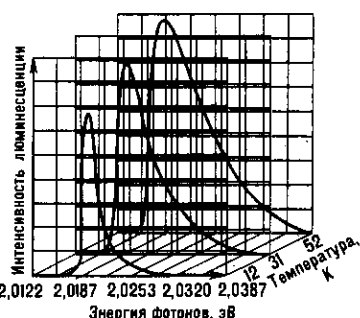


Рис. 2. Спектр люминесценции оксида меди: экситоны рекомбинируют из основного состояния; энергия рекомбинации равна сумме энергии основного состояния и кинетической энергии экситонов. Ширина спектра уменьшается при повышении температуры.

Э. имеют конечное время жизни: электрон и дырка, составляющие Э., могут рекомбинировать с излучением фотона, Э. также может рекомбинировать безызлучательно при столкновении с дефектами кристаллич. решётки. На рис. 3 показан спектр экситонного излучения кристалла Ge при темп-ре 4,2 К, соответствующий распаду Э. с испусканием продольных и поперечных оптических (LO, TO) и акустических (LA, TA) фононов (см. *Колебания кристаллической решётки*).

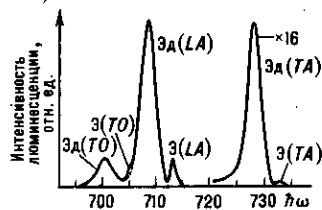


Рис. 3. Спектр люминесценции кристалла Ge при 4,2 К; Э—экситонные линии, Эд—линии электронно-дырочной жидкости ($h\nu$ в МэВ).

Форма полос люминесценции определяется тепловым движением Э. и отражает распределение их по энергиям, к-рое хорошо соответствует распределению частиц по энергиям в идеальном ферми-газе (см. *Ферми—Дирака распределение*). На этом основании совокупность Э. можно рассматривать как идеальный газ, пока их концентрация невелика, и можно пренебречь их взаимодействием. Э. диффундируют в кристалле, но коэф. диффузии D для экситонного газа много больше, чем для атомарного газа. В оксиде меди при 1,2 К $D=10^3 \text{ см}^2 \cdot \text{с}$ (для водорода в воздухе $0,2 \text{ см}^2 \cdot \text{с}$).

«Сжижение» экситонного газа. При больших концентрациях Э. и понижении темп-ры становится существенным их взаимодействие и возникает ряд новых явлений. При достижении нек-рой концентрации Э. (зависящей от темп-ры T) взаимодействие электронов и дырок приводит к «сжижению» экситонного газа и образованию относительно плотной электронно-дырочной фазы—*электронно-дырочной жидкости*.

Для электронно-дырочной жидкости характерно наличие определ. равновесной плотности $\rho_{ж}(T)$ и устойчивой резкой границы, отделяющей её от газовой фазы Э. с плотностью $\rho_g(T) \ll \rho_{ж}(T)$. В отличие от обычной электронно-дырочной плазмы (см. *Плазма твёрдых тел*) или экситонного газа, электронно-дырочная жидкость не расплывается по всему образцу, а занимает лишь ограниченный объём.

Существование электронно-дырочной жидкости было предсказано в 1968 Л. В. Кельдышем, её эксперим. исследование началось в СССР в 1969. Переход газ—жидкость является фазовым переходом первого рода и характеризуется наличием критич. концентрации носителей, как свободных, так и связанных в Э., и критич. темп-ры $T_{ж}$. В условиях, когда возбуждённых носителей заряда в полупроводнике не хватает для заполнения всего образца жидкостью, электронно-дырочная жидкость существует в виде капель, форма к-рых благодаря поверхностному натяжению близка к сферической. Электронно-дырочная жидкость может течь по кристаллу, её капли легко ускоряются внеш. воздействиями. При приложении давления удаётся доводить размер капель электронно-дырочной жидкости до 0,1—1 мм и достичь рекордных времён жизни капель ($\sim 1 \text{ мс}$ в Ge, $\sim 1 \text{ мкс}$ в Si).

Экситонные комплексы. При больших концентрациях n Э. ($na^3 \sim 1$), когда становится существенным их взаимодействие, кроме образования электронно-дырочной жидкости в полупроводниках могут образовываться свободные многочастичные комплексы, более сложные, чем Э.,—нейтральные экситонные молекулы (*бизекситоны*) и экситонные ионы (связанное состояние Э. и дырки или электрона). Однако энергия диссоциации бизекситона (наиб. стабильного из этих комплексов) существенно меньше, чем энергия связи Э., в отличие от молекулы водорода, у к-рой энергия диссоциации порядка энергии связи атома водорода. Это обусловлено тем, что эфф. массы электронов и дырок в полупроводниках одного порядка. Существование бизекситонов обнаруживается по возникновению новой линии люминесценции, сдвинутой в сторону меньших энергий, чем у Э., на величину, равную энергии связи бизекситонов. Широкий максимум при самых низких темп-рах свидетельствует об образовании электронно-дырочной жидкости (рис. 4).

При низких темп-рах Э. в полупроводниках легко связываются с атомом примеси, образуя связанные комплексы, к-рые также проявляются в спектре люминесценции. В *многодолинных полупроводниках*, к-рые характеризуются наличием неск. экстремумов в зоне проводимости и в валентной зоне, образуются многочисленные экситонно-примесные комплексы—связанное состояние неск. Э. на одном примесном атоме. В непрямозонных полупроводниках (Ge, Si) возможно связывание на одном примесном центре до 4 Э. Причиной устойчивости многочастичных экситонно-примесных комплексов в непрямозонных полупроводниках (Ge, Si) является высокая степень вырождения зон.