



Рис. 4. Спектры люминесценции экситонов, биекситонов и электронно-дырочной жидкости.

Многочастичные экситонно-примесные комплексы могут служить центрами конденсации электронно-дырочной жидкости. Система неравновесных электронов и дырок в полупроводнике при низких темп-рах и достаточно малых концентрациях является диэлектрической благодаря образованию Э. и биекситонов. С ростом плотности носителей заряда из-за экранирования кулоновского взаимодействия экситонный газ должен металлизироваться. При этом *переход металл — диэлектрик* происходит в том же диапазоне концентраций, что и переход экситонный газ — электронно-дырочная жидкость ($na^3 \sim 1$).

При учёте взаимодействия Э. с фотонами в области частот фотонов $\omega = \delta/\hbar$ нельзя рассматривать раздельно Э. и фотоны — в этой области возникают новые квазичастицы в виде смешанных экситон-фотонных состояний — экситонные поляритоны. Их свойства, напр. закон дисперсии, существенно отличаются от свойств как Э., так и фотонов. Возникновение поляритонов существенно при анализе оптич. спектров в области экситонных полос и др. (см. *Поляритон*).

Экситоны в двумерных и одномерных системах. В полупроводниковых *гетероструктурах* наличие дополнит. разности потенциалов, вызванной разностью работ выхода в полупроводниках, составляющих гетероструктуру, приводит к тому, что движение носителей в них становится анизотропным, практически двумерным. В 3-м направлении, перпендикулярном слоям, создаётся потенц. барьер Э. в таких полупроводниковых гетероструктурах (квантовых ямах) и *сверхрешётках* характеризуются существенно большими энергиями связи ϵ_{2d} и меньшими борновскими радиусами a_{2d} , чем у массивных полупроводников:

$$\epsilon_{2d} = 4\delta, \quad a_{2d} = \frac{a}{2}. \quad (2)$$

Это позволяет наблюдать линии излучения и поглощения

света свободными Э. в квантовых ямах, напр.: $Al_xGa_{1-x}As - GaAs - Al_xGa_{1-x}As$ при комнатной темп-ре.

Пространственное ограничение волновых ф-ций носителей заряда размерами слоя (квантовой ямы GaAs) для толщин слоёв $\leq a$ играет гл. роль в процессах излучения и поглощения. Др. фактором, влияющим на спектры излучения и поглощения в гетероструктурах, является наличие резких границ раздела. Ширина линий излучения Э. коррелирует с совершенством поверхностей раздела — чем совершеннее поверхность раздела, тем уже линия.

Пространственное ограничение волновых ф-ций носителей оказывает влияние на электрооптич. явления в квантовых ямах и сверхрешётках. *Штарка эффект* здесь существенно отличается от эффекта Штарка в атомах и массивных полупроводниках. Экситонный резонанс для электрич. полей, перпендикулярных слоям гетероструктур, наблюдается, даже если штарковский сдвиг существенно больше, чем энергия связи Э. в отсутствие электрич. поля. Так, для гетероструктур $GaAs - Al_xGa_{1-x}As$ экситонный резонанс наблюдается в электрич. полях $E \geq 10^5$ В/см. Наличие экситонного резонанса в столь высоких электрич. полях объясняется тем, что при диссоциации Э. электрич. полем стенки квантовых ям препятствуют уходу носителей из квантовых ям. Малая ширина квантовых ям ($\sim 100 \text{ \AA}$) по сравнению с радиусом Э. в массивном полупроводнике a ($\sim 300 \text{ \AA}$ в GaAs) приводит к тому, что электронно-дырочное взаимодействие, хотя и ослабляется сильным электрич. полем (электрон и дырка локализованы вблизи противоположных стенок ямы), однако остаётся достаточно сильным.

Наличие большого (~ 10 мэВ) штарковского сдвига Э. в сверхрешётках $GaAs - Al_xGa_{1-x}As$ в электрич. полях $\sim 10^5$ В/см при комнатной темп-ре может использоваться в быстродействующих оптич. модуляторах.

В тонких плёнках полупроводников и *полуметаллов* кулоновское взаимодействие между зарядами возрастает с уменьшением толщины плёнки d . Это связано с тем, что заметную роль начинают играть поле, создаваемое этими зарядами в окружающей плёнку среде. Если диэлектрич. проницаемость этой среды много меньше диэлектрич. проницаемости плёнки ϵ , то взаимодействие оказывается значительно большим, чем в однородной среде с этой же диэлектрич. проницаемостью. При этом энергия связи Э. возрастает, а его радиус падает при уменьшении толщины плёнки.

Если полупроводниковая или полуметаллич. плёнка окружена слоями диэлектрика с диэлектрич. проницаемостями ϵ_1 и ϵ_2 , то при условии $\delta = (\epsilon_1 + \epsilon_2)/2\epsilon \ll 1$ и $d \ll a$ кулоновское взаимодействие электрона и дырки, расположенных внутри плёнки в точках (r, z) и $(0, z')$ (r — радиус-вектор в плоскости плёнки), не зависит от z и z' . Потенциал этого взаимодействия имеет вид

$$V(r) = -\frac{\pi e^2}{\epsilon d} \left[H_0\left(\frac{2\delta r}{d}\right) - N_0\left(\frac{2\delta r}{d}\right) \right]. \quad (3)$$

Здесь $H_0(x)$, $N_0(x)$ — ф-ции Струве и Неймана (см. *Специальные функции*) ($x = 2\delta r/d$). Для плёнок, удовлетворяющих условиям

$$\delta^2 a \ll d \ll a, \quad (4)$$

эфф. радиусы основного и первых возбуждённых состояний Э. попадают в область расстояний, где потенциал кулоновского взаимодействия

$$V(r) = -\frac{2e^2}{\epsilon d} \left(\ln \frac{d}{\delta r} - C \right). \quad (5)$$

Здесь $C = 0,577$, а энергия связи $\epsilon_{пл}$ и эфф. радиус $a_{пл}$ в плёнке равны

$$\epsilon_{пл} = \frac{e^2}{\epsilon d} \left(\ln \frac{4d}{\delta^2 a} - 2C - \beta \right), \quad a_{пл} = \frac{1}{2} \sqrt{\pi a d}, \quad (6)$$

где $\beta \approx 1,05$.

Ещё большее возрастание кулоновского взаимодействия между электронами и дырками происходит в тонких полу-