

применяется более сложная модель. Если, например, в приповерхностном слое существенны два типа дефектов с сильно различающимися параметрами, то каждому типу соответствует свое распределение плотности приповерхностных зарядов вдоль нормали к поверхности  $z$ . В этом случае приповерхностное поле  $F$  имеет две компоненты, что влияет соответствующим образом на изменение резонансной частоты экситона  $\omega_0$  вдоль  $z$ . Приповерхностное поле определяет толщину слоя, в котором доноры и акцепторы ионизированы, и таким образом оно влияет на спектр люминесценции экситонов, связанных на этих примесях — в люминесценции приповерхностного слоя слабо проявляются ЭПК на основе нейтральных примесей. Из этого следует, что меняя  $l$  или глубину проникновения света, возбуждающего люминесценцию, можно наблюдать перераспределение интенсивностей излучения разных типов ЭПК.

## 16. ЭФФЕКТЫ СИЛЬНОГО ОПТИЧЕСКОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ

При повышении уровня оптического возбуждения в спектрах излучения многих кристаллов наблюдаются качественные изменения, в частности, появляются новые полосы, интенсивность которых сверхлинейно зависит от уровня оптической накачки. В течение ряда лет велась дискуссия относительно того, как трансформируется экситонная система в условиях высокой плотности экситонов и выдвигались две модели — образование биекситонов и образование электронно-дырочной жидкости (ЭДЖ), или электронно-дырочных капель. Оказалось, что реализация той или иной модели в большой степени определяется параметрами кристалла, в типичных полупроводниках образуется ЭДЖ. Формирование ЭДЖ облегчается при большом времени жизни экситонов и высокой плотности электронных состояний, что характерно для кристаллов с непрямым межзонным переходом (германий, кремний), где существует несколько эквивалентных экстремумов зоны проводимости. В то же время в прямозонных кристаллах со значительной энергией связи экситона и большой дырочной массой, например, в галогенидах меди, реализуется биекситон.

### 16.1. Электронно-дырочная жидкость ( капли)

Рассмотрим подробнее эксперименты по люминесценции ЭДЖ и обсудим форму полосы излучения и основные параметры ЭДЖ — концентрацию  $n_0$  частиц в капле и ее радиус  $R_d$ .

Широкая полоса ЭДЖ появляется в низкотемпературном спектре люминесценции чистого Ge уже при уровне возбуждения в десятки  $\text{Вт}\cdot\text{см}^{-2}$  (рис. 33). Поскольку кристалл является непрямозонным, то наблюдается не бесфононное излучение свободного экситона и ЭДЖ, а их фононные повторения с рождением LA фонона. Энергетическое расстояние  $\phi=2\text{ мэВ}$  между полосами излучения экситона и ЭДЖ в германии определяет выигрыш в энергии при конденсации экситонов в каплю, обладающую металлическими свойствами. При  $T=1,1\text{ К}$  плотность экситонов столь мала, что в люминесценции наблюдается только полоса ЭДЖ, при повышении температуры происходит испарение носителей из капли, полоса ЭДЖ ослабляется, одновременно усиливается полоса экситона (в Ge ЭДЖ перестает существовать при  $T>T_k=6,5\text{ К}$ ). Образование электронно-дырочных капель было доказано опытами по рассеянию света на длине волны  $1,6\text{ мкм}$  от оптически возбужденной области кристалла германия.

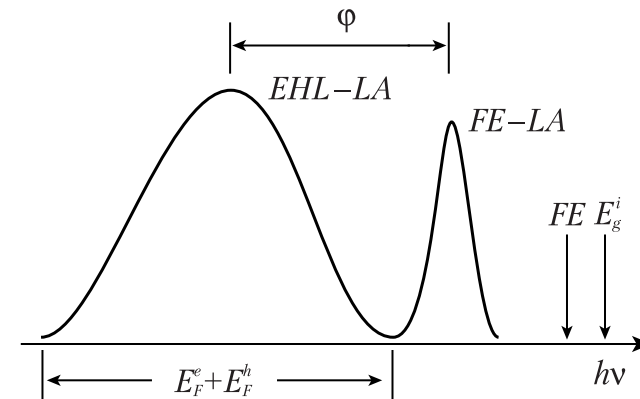


Рис. 33. Спектр люминесценции чистого кристалла германия при  $T=2\text{ К}$ , плотность возбуждения  $50\text{ Вт}/\text{см}^2$ . FE — положение свободного экситона, полосы излучения FE-LA и EHL-LA — реплики экситона и электронно-дырочной жидкости (ЭДЖ) с излучением продольного акустического фонона,  $\phi$  — энергия связи экситонов в ЭДЖ.

Резкое усиление рассеяния наблюдалось при уровне возбуждения, соответствующем появлению в люминесценции новой широкой полосы. Это свидетельствует о том, что эта полоса появляется при образовании в кристалле макроскопических неоднородностей. Из одной лишь зависимости интенсивности и углового распределения рассеяния от уровня межзонного возбуждения и температуры кристалла определить все параметры каплей невозможно, однако в совокупности со всеми данными доступными из анализа спектров люминесценции это сделать в большой степени удастся. Установлено, что радиус каплей слабо зависит от уровня возбуждения и, в основном, определяется температурой, при нагревании от 2 до 4 К он увеличивается от 4 до 10 мкм, после чего мало меняется вплоть до температуры испарения капли.

Диэлектрическая проницаемость капли

$$\varepsilon_d(\omega) = -\frac{1}{2} \left( \frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \left( 1 - \frac{i}{\omega\tau_p} \right),$$

где  $\omega_p = (4\pi n^2 e^2 / \mu \varepsilon_d)^{1/2}$  — частота плазменных колебаний,  $\tau$  характеризует их затухание, для германия приведенная масса  $\mu = \left( \frac{1}{m_h} + \frac{2}{3m_e^t} + \frac{1}{2m_e^l} \right)^{-1}$ , где  $m_e^t$  и  $m_e^l$  — поперечная и продольная массы электрона. При  $T = 1,7$  К в оптически возбужденном кристалле германия, в люминесценции которого наблюдалась полоса излучения ЭДЖ, была обнаружена полоса ИК поглощения, соответствующая возбуждению плазменных колебаний в ЭДЖ. Максимум полосы, энергия которого определяется энергией плазмона  $\hbar\omega_p$ , не сдвигается при изменении плотности мощности возбуждения. Это позволило определить концентрацию частиц в ЭДЖ в германии при  $T = 2$  К  $n_0 = 2,10^{17} \text{ см}^{-3}$  и сделать вывод о том, что уровень возбуждения мало влияет на концентрацию, т. е. при усилении возбуждения  $n_0$  остается постоянным, но меняется объем ЭДЖ. Концентрация электронов и дырок в капле соответствует минимальной свободной энергии, т. е. энергетический выигрыш  $\phi$  по сравнению с одиночным экситоном является максимальным. Рост температуры приводит к уменьшению  $n_0$ .

Форма полосы излучения ЭДЖ определяется выражением

$$J(h\nu) = J_0 \int_0^{h\nu} D_e(E) D_h(h\nu - E) f(E, E_{F_e}) f(h\nu - E, E_{F_h}) dE,$$

где  $h\nu - E_g$  — превышение энергии фотона над шириной запрещенной зоны. Напомним, что в непрямозонном кристалле спектр смещен на энергию фонона, т. к. наблюдаются не сами бесфононные переходы, а их фононные повторения;  $E_{F_e}$  и  $E_{F_h}$  — энергии Ферми для электронов и дырок, от которых зависит распределение носителей в зоне проводимости и в валентной зоне:

$$f(E, E_{F_{e,h}}) = \frac{1}{e^{\frac{E - E_{F_{e,h}}}{k_B T}} - 1}.$$

В оптически возбужденном кристалле германия энергия Ферми электронов меньше, чем энергия Ферми дырок, несмотря на то, что  $m_e < m_h$ . Причина заключается в том, что в зоне проводимости имеет четыре эквивалентных минимума, что, естественно, увеличивает плотность состояний электронов. Из рис. 34 видно, что ширина основания полосы излучения ЭДЖ определяется величиной  $E_{F_e} + E_{F_h}$ .

Важную роль в вопросах, связанных с ЭДЖ, играют фононы, в особенности, если речь идет о непрямозонных кристаллах. Рекомбинация электронов и дырок в ЭДЖ в германии и кремнии идет с излучением фононов (так называемый фононный ветер). Когда

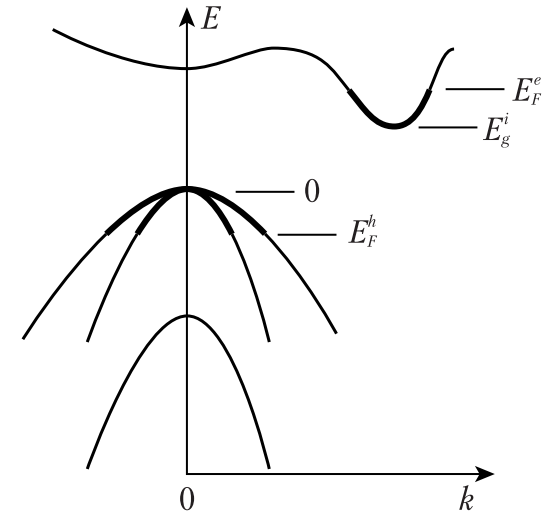


Рис. 34. Заполнение энергетических зон в германии при сильном возбуждении (жирные линии).  $E_F^h$  и  $E_F^e$  — квазиуровни Ферми для дырок и электронов.

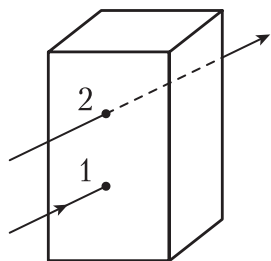


Рис. 35 Схема измерения диффузионной длины для ЭДЖ в кристалле германия. 1 – область возбуждения ЭДЖ, 2 – область регистрации плазменных колебаний ЭДЖ по поглощению света соответствующей частоты.

невозбужденного кристалла ( $hv_2 = 0,37 < E_g^i$ ). Когда в результате дрейфа капли достигнут точки 2, зондирующий луч начинает поглощаться (полоса плазменного поглощения ЭДЖ), т.е. появление ЭДЖ можно зафиксировать по уменьшению интенсивности прошедшего зондирующего света. Установлено, что скорость дрейфа капли составляет  $10^3$  см/с, время жизни — 40 мкс, т. е. за время жизни капли успевает пройти очень большое расстояние порядка 1 см.

Если в кристалле германия создать локальную деформацию, надавив на кристалл иголкой, в этой точке энергии экситона и ЭДЖ окажутся минимальными. В таком случае электронно-дырочные капли устремятся в точку деформации и образуют гигантскую каплю, размер которой достигает нескольких десятых сантиметра. Гигантскую каплю можно наблюдать прямыми методами, например, сфотографировать, поскольку она излучает свет в ИК области.

## 16.2. Биэкситоны

При сильном оптическом возбуждении возможно образование экситонных молекул — биэкситонов. Если продолжить аналогию с

капля приближается к поверхности кристалла, излучаемые ею фононы отражаются и «отгоняют» каплю от поверхности. В момент межзонного возбуждения кристалла лазерным импульсом, сфокусированным на поверхности, кроме электронов и дырок генерируются фононы, которые распространяются вглубь и увлекают за собой электронно-дырочные капли. Скорость распространения фонона зависит от кристаллографического направления, поэтому индикатриса фононного увлечения ЭДЖ является сложной. Скорость движения капель в кристалле можно исследовать по схеме, приведенной на рис. 35. Лазерный луч (1) с энергией квантов  $hv_1 > E_g^i$  создает в германии электронно-дырочные капли, которые распространяются по объему кристалла. Лазерный луч (2) является зондирующим, энергия его квантов находится в области прозрачности

невозбужденного кристалла ( $hv_2 = 0,37 < E_g^i$ ). Когда в результате дрейфа капли достигнут точки 2, зондирующий луч начинает поглощаться (полоса плазменного поглощения ЭДЖ), т.е. появление ЭДЖ можно зафиксировать по уменьшению интенсивности прошедшего зондирующего света. Установлено, что скорость дрейфа капли составляет  $10^3$  см/с, время жизни — 40 мкс, т. е. за время жизни капли успевает пройти очень большое расстояние порядка 1 см.

Если в кристалле германия создать локальную деформацию, надавив на кристалл иголкой, в этой точке энергии экситона и ЭДЖ окажутся минимальными. В таком случае электронно-дырочные капли устремятся в точку деформации и образуют гигантскую каплю, размер которой достигает нескольких десятых сантиметра. Гигантскую каплю можно наблюдать прямыми методами, например, сфотографировать, поскольку она излучает свет в ИК области.

водородом при условии, что  $m_h \gg m_e$ , и сопоставить энергии диссоциации атома (13,6 эВ) и молекулы (4,8 эВ) водорода, то энергия связи двух экситонов  $E_{be}$  окажется равной одной трети энергии связи электрона и дырки в экситоне. Вариационные расчеты показывают, что  $E_{be}$  уменьшается в четыре раза при росте отношения  $m_e/m_h$  от нуля до 0,5. Спектры поглощения и люминесценции биэкситонов подробно исследованы в кристалле CuCl, полученные результаты и их анализ являются общепризнанными. Кубический кристалл CuCl имеет при T=2 К ширину запрещенной зоны 3,3957 эВ, энергии продольного и поперечного экситонов  $E_L$  3,2025 и 3,2080 эВ соответственно,  $m_e = 0,4m_0$ ,  $m_h = 2,1m_0$ .

Создать биэкситон можно, например, резонансным возбуждением экситонов мощным источником света с одновременным просвечиванием кристалла лучом с энергией фотонов  $E_g - R_{ex} - E_{bi}$ . Если первый луч создает высокую концентрацию экситонов с энергией (нижняя ветвь поляритона), то второй переводит систему в биэкситонное состояние — рождается второй экситон около уже существующего (подобно тому, как резонансно рождается светом связанный экситон около дефекта). Опыты в CuCl показали, что за время жизни экситонов они не успевают полностью релаксировать на нижнюю поляритонную ветвь, поскольку термализация в этой области поляритона является медленным процессом с излучением акустических фононов. При температуре решетки 2 К эффективная температура экситонов составляет 30 К, так что биэкситон может создаваться с участием обеих поляритонных ветвей — верхней и нижней. Дисперсионные зависимости  $E(k)$  для экситона и биэкситона различны, поскольку их массы отличаются вдвое. Это приводит к сильной асимметрии полосы люминесценции биэкситона при его распаде на фотон и экситон, наблюдается резкий коротковолновый край и более медленный спад в сторону длинных волн.

## 17. КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ ТВЕРДЫЕ РАСТВОРЫ

### 17.1. Общие сведения

Твердые растворы типа  $A_1B_{1-x}$  для конкретных соединений могут существовать как во всем интервале значений  $x$  от 0 до 1, так и в ограниченных интервалах около 0 и 1. Образованию «хорошего»

раствора способствуют близость ионных радиусов и постоянных решетки бинарных кристаллов и . Эмпирически было установлено, что разница не должна превышать 15% для ионных радиусов, и 7% для постоянных решетки. Другой важный параметр — энергия сродства к электрону  $E'$  атомов и , от нее зависит, в частности, насколько сильно будет флуктуировать ионность кристалла. В таблице приведены данные для важной группы полупроводников III–V.

Элемент	$R_i$ , нм	$P_g$ , эВ	Элемент	$R_i$ , нм	$E'$ , эВ
B	0,086	1,9	N	0,070	3,0
Al	0,126	1,5	P	0,110	2,1
Ga	0,126	1,6	As	0,118	2,0
In	0,144	1,5	Sb	0,136	1,9

Близость параметров для  $Ga$  и  $Al$  объясняет слабость случайных потенциалов в твердом растворе  $Ga_{1-x}Al_xAs$  и отсутствие напряжений на интерфейсе в эпитаксиальной гетеросистеме  $GaAs/AlAs$ , которая широко используется в двумерных наноструктурах. Одной из главных задач оптоэлектроники является создание полупроводниковых лазеров на наноструктурах, поэтому вопрос о возможности вырастить хороший твердый раствор и его совместимости (или несовместимости) в эпитаксиальной гетероструктуре с другим твердым раствором или бинарным соединением той же группы является практически очень важным. Различные бинарные соединения групп III–V и II–VI имеют ширину запрещенной зоны  $E_g$  от 0 (или нескольких десятых долей электрон-вольта) до десяти электрон-вольт, так что для конструирования твердых растворов типа  $Ga_{1-x}Al_xAs$ ,  $Ga_{1-x}In_xAs$  и более сложных имеются широкие возможности в отношении создания структурно совместимых друг с другом веществ, которые имеют необходимые значения  $E_g$ .

## 17.2 Приближение виртуального кристалла

В качестве простой модели для расчетов энергетических параметров зонной структуры твердых растворов использовалось так называемое приближение виртуального кристалла. Катионные позиции в этой модели заменяются псевдоатомами, потенциалы которых являются усредненными потенциалами реальных атомов типа  $A$  и  $C$  в твердом растворе  $A_{1-x}C_xB$ . Этот потенциал имеет вид

$$\bar{V}(z) = (1-x) \frac{\Omega_{AC}}{\Omega_{ACB}} V_A(z) + x \frac{\Omega_{CB}}{\Omega_{ACB}} V_C(z),$$

где  $\Omega_{AC}$ ,  $\Omega_{BC}$  и  $\Omega_{ACB}$  — объемы элементарных ячеек, соединений  $AB, BC$  и  $A_{1-x}C_xB$ ,  $z$  — координата,

$V_A(z)$  и  $V_C(z)$  — потенциалы атомов  $A$  и  $C$ . (45)

Эта модель не отражает важные свойства реального твердого раствора, поскольку в ней нет случайного потенциала, который делает общий потенциал решетки твердого раствора непериодическим. Из модели (45) не следуют такие имманентные свойства твердого раствора как неоднородное уширение уровней энергии, образование хвостов плотности электронных состояний, локализация носителей и экситонов. Как мы увидим далее, эти свойства ярко проявляются в спектрах поглощения и люминесценции твердых растворов. В то же время величины  $(V_A - \bar{V})$  и  $(V_C - \bar{V})$  дают представление о величине случайного потенциала.

## 17.3. Реальные твердые растворы и их исследование оптическими методами

Самая простая концентрационная зависимость  $E_g$  является линейной:

$$E_g(x) = E_g(AC) - [E_g(AC) - E_g(BC)]x,$$

Это практически выполняется для  $Ga_{1-x}Al_xAs$ , однако в большинстве случаев используется выражение

$$E_g(x) = E_g(AC) + ax + bx^2,$$

где параметры  $a$  и  $b$  определяются экспериментально, обычно по смещению экситонной линии с  $n=1$  в спектрах поглощения твердых растворов в зависимости от  $x$ . Величина  $b$  соответствует изменению свободной энергии системы, поэтому для образования твердого раствора  $b$  должно быть отрицательным, иначе образование раствора термодинамически невыгодно, в этом случае система распадается на два бинарных соединения. Зависимость  $E_g(x)$  для идеального (1), устойчивого (2) и неустойчивого (3) твердых растворов приведена на рис. 36.

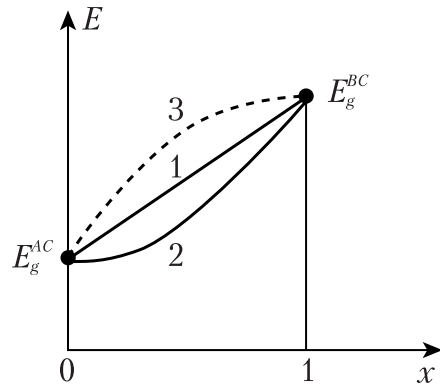


Рис. 36. Зависимость ширины запрещенной зоны твердого раствора (ТР)  $A_{1-x}B_x$  от значения  $x$ . 1 – идеальный случай, 2 – устойчивый ТР, 3 – неустойчивый ТР.

Существование случайного неперриодического потенциала существенно сказывается на оптических переходах в твердых растворах непрямозонных кристаллов, поскольку отсутствие строгой периодичности ведет к нарушению закона сохранения импульса и к снятию запрета на не прямые бесфононные оптические переходы. Степень беспорядка можно выразить величиной  $(1-)$ , было показано, что концентрационная зависимость интенсивности оптических не прямых бесфононных переходов  $I(x)$  дается соотношением

$$I(x) = I_0 x(1-x) \left( \frac{E_g^x + \Delta_{ГХ}}{\Delta_{ГХ}} \right)^2 \approx I_0 x(1-x) \frac{1}{\Delta_{ГХ}^2},$$

где  $\Delta_{ГХ}$  является энергетическим расстоянием между прямым ( ) и непрямым минимумами зоны (прямой минимум расположен в точке ),  $E_g^x$  – энергетическое расстояние между потолком валентной зоны и непрямым (абсолютным) минимумом зоны проводимости. Экспериментально наблюдалось не прямое бесфононное поглощение света в твердом растворе  $Si_{1-x}Ge_x$ .

В реальном твердом растворе возникают хвосты плотности электронных состояний  $N_e(E)$  валентной зоны  $v$  и зоны проводимости , простирающиеся в запрещенную зону (рис. 37). Причиной их появления является беспорядок, а точнее, локальные флуктуации относительных концентраций компонент твердого раствора. Подчеркнем, что речь идет не о погрешностях технологии выращивания кристаллического твердого раствора и не о тенденции компонент А

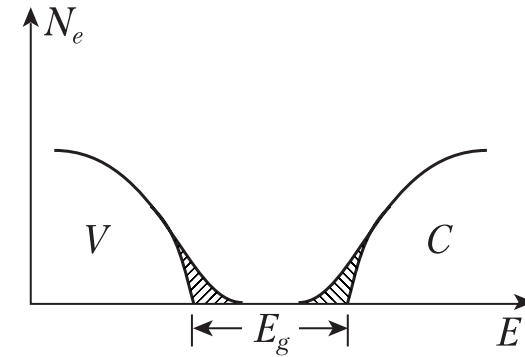


Рис.37. Хвосты плотности состояний электронных зон (заштрихованы) в реальном твердом растворе.

и С образовывать кластеры (считается, что она отсутствует), а о статистических флуктуациях, обусловленных случайным характером замещения катионной позиции атом А или С. Измерение спектров поглощения позволяет детально исследовать плотность электронных состояний твердых растворов.

Если флуктуация достаточно сильная, то образуется уровень локализованного электронного состояния, и если каким-либо способом увеличивать заполнение электронных уровней, т. е. сдвигать вверх по шкале энергий уровень Ферми  $E_f$ , то в определенный момент произойдет изменение типа электронного транспорта от прыжкового к блоховскому (переход Андерсона). Радиус локализации частицы с массой  $m$  определяется как  $R_l = \frac{1}{(2mE_0)^{1/2}}$ , где

$E_0$  – энергетическое расстояние от локального уровня до нижней границы блоховских состояний. Отклонение локальной концентрации от среднего значения дается зависимостью

$$\Delta x = \frac{[xN(\Delta\alpha)^3]^{1/2}}{N(\Delta\alpha)^3},$$

здесь  $N$  – число молекул в единице объема кристалла,  $( )^3$  – объем флуктуации.

Если  $\Delta E_{c,v} = \alpha_{c,v}$ , где  $\alpha_{c,v} = \frac{dE_{c,v}}{dx}$  определяет концентрационную зависимость сдвига края соответствующей зоны в твердом растворе, то энергетическая флуктуация



$$\Delta E_{c,v} = \alpha_{c,v} \frac{[xN(\Delta a)^3]^{1/2}}{N(\Delta a)^3}, \quad (46)$$

т. е. чем сильнее отклонение концентрации от среднего значения, тем глубже уровень флуктуации. Однако, чем сильнее отклонение, тем обычно меньше вероятность его появления. Можно показать, что наиболее вероятной флуктуации соответствует энергетический сдвиг

$$\Delta E_{c,v} = \frac{\hbar^2}{m_{c,v}(\Delta a)^2}, \quad (47)$$

и тогда, исключая из (46) и (47), получим:

$$\Delta E_{c,v} = \frac{\alpha_{c,v} m_{c,v} x^2}{\hbar^6 N^2}, \quad (48)$$

$\Delta E_{c,v}$  дает оценку размытия краев зон в твердом растворе [(48) справедливо при не очень больших значениях  $\Delta a$ , иначе вместо  $\Delta a^2$  надо подставить  $(1-\Delta a)$ ]. Это так называемая континуальная модель, где считается, что  $\Delta a$  достаточно велико, чтобы отклонение локального значения  $x_i$  от среднего было малым и подчинялось гауссовскому распределению. В таком случае вероятность отклонения по энергии от наиболее вероятного значения описывается как

$$A(\Delta E_{c,v}) = \frac{1}{(2\pi\gamma_{c,v})^{1/2}} \exp\left(-\frac{\Delta E_{c,v}^2}{2\gamma_{c,v}^2}\right),$$

где  $\Delta E_{c,v}$  отсчитывается соответственно от края зоны проводимости или валентной зоны твердого раствора (от их положения в модели виртуально кристалла). Для крупномасштабных флуктуаций плотность электронных состояний в хвостах локализованных состояний убывает как

$$N_{c,v} = N_{c,v}(0) \exp\left(-\frac{\Delta E}{E_{0c,v}}\right)^{1/2},$$

$$E_{0c,v} = \frac{1}{178} \frac{\alpha_{c,v} m_{c,v} [x(1-x)]^2}{\hbar^6 N^2}.$$

Здесь  $\Delta E$  отсчитывается от края зоны, формула справедлива для любых  $x$ , численный множитель определяется значением корня функции Бесселя. Следует отметить, что в реальной ситуации локализация часто происходит не на крупномасштабных флуктуациях, а на кластерах, состоящих из небольшого числа атомов узко-

зонной компоненты. В этом случае форма хвоста становится иной (в экспоненте степень  $1/2$  следует заменить на 1). Локализация носителей на кластерах, в частности, хорошо описывает оптические свойства твердых растворов группы II–VI, особенно при анионном замещении.

Локализация экситонов на потенциалах, образованных статистическими неоднородностями полупроводниковых твердых растворов, ярко проявляется в спектрах излучения, она была обнаружена при анализе спектров низкотемпературной люминесценции  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$  — соответствующая полоса наблюдается одновременно с полосами экситонов, связанных на точечных дефектах (доноры, а кцепторы). Очень ярко локализованные экситоны проявляются в твердых растворах группы II–VI при анионном замещении. В  $\text{CdS}_{1-x}\text{Se}_x$  уже при относительной концентрации селена порядка

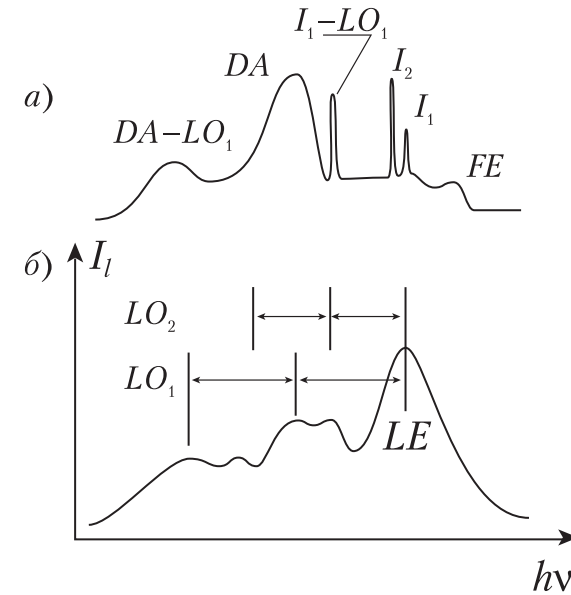


Рис. 38. а — Спектр люминесценции кристалла CdS (FE — свободный экситон,  $I_1$  и  $I_2$  — экситонно-примесные комплексы, DA — донорно-акцепторное излучение,  $I_1$ - $LO_1$  и  $DA$ - $LO_1$ - реплики с участием продольного оптического фонона); б — Спектр излучения кристалла  $\text{CdS}_{0.5}\text{Se}_{0.5}$  [локализованный экситон LE и его фононные реплики с участием одного и более фононов типа CdS ( $LO_1$ ) и CdSe ( $LO_2$ )].  $T=2$  К.

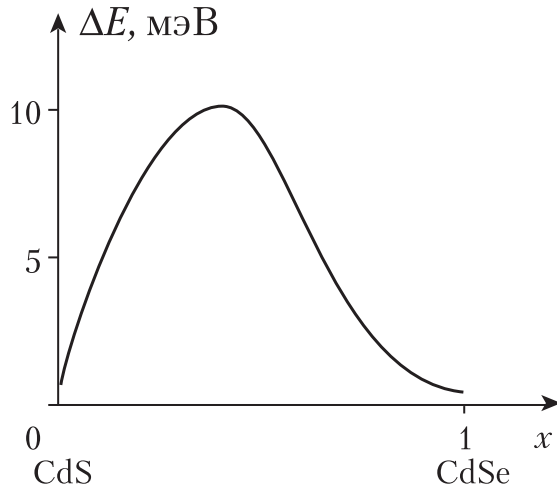


Рис. 39. Концентрационная зависимость ширины полосы поглощения экситона  $A_{n-1}$  в твердом растворе  $\text{CdS}_{1-x}\text{Se}_x$ ,  $T=2$  К.

одного процента спектр излучения при гелиевых температурах сильно упрощается по сравнению со спектром  $\text{CdS}$ . В сульфиде кадмия наблюдаются полосы свободного экситона  $\text{FE}$ , связанных экситонов различного типа  $I_1$  и  $I_2$ , полосы межпримесных (донорно-акцепторных) переходов  $\text{DA}$  и их **ЛО-фононных реплик**, но в  $\text{CdS}_{1-x}\text{Se}_x$  спектр излучения состоит лишь из полосы излучения локализованных экситонов  $\text{LE}$  и ее **ЛО-фононных реплик типа  $\text{CdS}$  и  $\text{CdSe}$** , т. е. остается один доминирующий механизм излучения (рис. 38). При постепенном изменении значения  $x$  от 0 до 1 наблюдается сильное уширение экситонной полосы и ее последующее сужение (рис. 39), причем уширение при анионном замещении значительно сильнее, чем при катионном, например, в  $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{S}$ . Примечательно, что максимальное уширение имеет место не при  $x=0,5$ , а при меньшем значении, это согласуется с теоретическими результатами в случае связывания экситонов на малых кластерах, образующих при больших относительных концентрациях обоих анионов суперкластер. Установлено, что в твердых растворах **II–VI с анионным замещением** при неселективном возбуждении зона-зона экситон не локализуется как целое — сначала на сильные флуктуации энергии

валентной зоны захватывается дырка, после чего ее кулоновский потенциал присоединяет электрон.

Энергия локализации экситона дается выражением, аналогичным (48), где вместо масс свободных носителей фигурирует полная масса экситона  $M = m_e + m_h$ :

$$E_{0ex} = \frac{1}{178} \frac{\alpha_g M [x(1-x)]^2}{\hbar^6 N^2},$$

здесь  $\alpha_g = dE_g/dx$  характеризует концентрационную зависимость ширины запрещенной зоны. Ниже приведены зависимости радиуса свободного экситона от величины экситонного Ридберга  $R_{ex}$  и радиуса локализации экситона  $r_l$  от энергии локализации:

$$r_{eh} = \frac{\hbar}{(2\mu R_{ex})^{\frac{1}{2}}}, \quad r_l = \frac{\hbar}{(2ME_{0ex})^{\frac{1}{2}}}.$$

Дополнительные данные о динамике локализованных экситонов можно получить, изучая изменение спектра люминесценции при сканировании энергии возбуждения внутри контура экситонного поглощения твердого раствора (селективное возбуждение), а также по спектральной зависимости кинетики затухания люминесценции в пределах того же контура (аннигиляция экситонов с различной энергией локализации).

## Часть II. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ СИСТЕМЫ С Пониженной размерностью

В последние два десятилетия основное внимание уделяется кристаллическим системам с пониженной размерностью, в которых движение электронов и дырок имеет пространственное ограничение — это двумерные 2D (квантовые ямы — КЯ, сверхрешетки — СР), одномерные 1D (квантовые нити) и нульмерные 0D (нанокристаллы, или квантовые точки) системы. Зонные электронные состояния испытывают ограничение в том случае, когда геометрический размер кристалла становится порядка длины волны де Бройля. В этих условиях наблюдается так называемый квантово-размерный эффект суть которого заключается в том, что структура электронных уровней зависит от размеров и формы кристаллического слоя, нити или точки (вспомним, что энергии уровней в потенциальной яме зависят от ее ширины). Важным моментом является то, что зависимость плотности электронных состояний от энергии в тех направлениях, вдоль которых движение остается неограниченным, резко изменяется при уменьшении мерности системы (переход от 3D к 2D и 1D), а в квантовой точке, где движение полностью ограничено, эта зависимость является набором дельта-функций для всех направлений.

## 1. Двумерные системы 2D-системы с квантовыми ямами и сверхрешетки

### 1.1. Электронные волновые функции, плотность состояний и энергетические уровни 2D-системы

Двумерные структуры тесно связаны с идеей сверхрешетки, суть которой заключается в том, чтобы наложить на периодический потенциал кристалла еще один потенциал со значительно большим периодом. Добиться этого можно, например, чередованием легированных и нелегированных слоев или периодическим изменением химического состава кристаллических слоев. В последнем случае сверхрешетки называют композиционными. Изменение состава ведет к появлению в направлении роста периодически чередующихся потенциальных ям и барьеров в валентной зоне и в зоне проводимости, так как ширина запрещенной зоны в слоях с различным химическим составом разная. Если барьеры проницаемы для электронов и/или дырок, то движение носителей заряда в направлении роста  $z$  сохраняется, однако его характеристики могут существенно отличаться от движения в плоскости слоя. Такие структуры называются короткопериодными сверхрешетками (СР, superlattice — SL). Если же барьеры не позволяют носителям туннелировать из одной КЯ в другую, образуются изолированные КЯ. Следует подчеркнуть, что для научных исследований и практических применений представляют интерес двумерные (квазидвумерные) эпитаксиальные структуры, в которых при наращивании одного слоя на другой не нарушается кристаллическая структура (плоскость перехода называется интерфейсом). Именно в том случае, когда период СР или ширина потенциальной ямы таковы, что от их размера зависят параметры электронных уровней, т. е. имеет место квантово-размерный эффект, двумерную потенциальную яму называют квантовой ямой (КЯ, quantum well — QW). В зависимости от того, каким образом располагаются друг относительно друга экстремумы валентной зоны и зоны проводимости в КЯ и барьеров, двумерные квантовые структуры можно разделить на три типа, профили энергии для которых представлены на рис. 40. Наиболее часто встречаются типы I и II, принципиальным отличием которых друг от друга является то, что в структурах типа I электро-



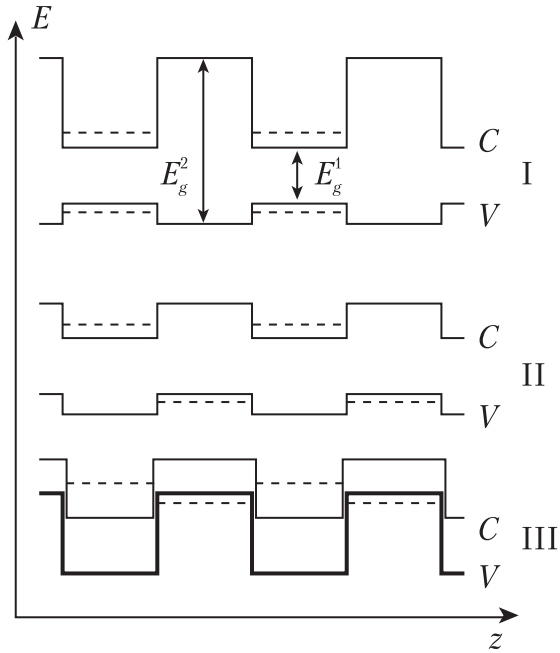


Рис. 40. Профили энергии дырочной и электронной зон для трех типов двумерных структур ( $z$  – направление роста структуры).

ны и дырки собираются в одном слое, в то время как в структурах типа II они оказываются в разных слоях, т. е. пространственно разделены. Это, в свою очередь, приводит к сильным различиям в транспортных и оптических свойствах структур. Расположение энергетических зон КЯ и барьера друг относительно друга зависит от разницы работ выхода электрона с потолка валентной зоны (или дна зоны проводимости) из кристаллов, образующих КЯ и барьеры. Важно не только установить тип квантовой структуры, но и определить как распределится разность ширины запрещенных зон КЯ  $E_g^{QW}$  и барьерного вещества  $E_g^B$  между КЯ для электронов ( $E_c$ ) и дырок ( $E_v$ ):  $E_g = E_g^B - E_g^{QW} = E_v + E_c$ . От этого зависят число и энергетическое положение уровней в электронных и дырочных КЯ, а также прозрачность барьеров для электронов и дырок. Если параметры барьера (высота и толщина) таковы, что волновые функции электронов (дырок) проникают в барьер достаточно далеко, чтобы

существенно перекрываться с волновыми функциями соседних КЯ, имеет место вертикальный транспорт носителей вдоль оси роста  $z$ , характерный для СР. Если такого перекрытия нет, то носитель заряда или экситон не может перейти из одной КЯ в другую. Эффективность вертикального транспорта определяется параметрами барьера и КЯ и эффективной массой электрона и дырки.

Рассмотрим уровни энергии частицы, полностью локализованной вдоль направления роста структуры  $z$  в пределах КЯ с шириной  $L_z$ , полная локализация означает, что барьеры, ограничивающие потенциальную яму являются бесконечно высокими. Огибающая волновой функции имеет вид

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{S}} e^{i(q_x + q_y y)} \Psi(z),$$

где  $q_x$ ,  $q_y$  – волновые векторы, определяющие движение частицы в плоскости КЯ (двумерные параболические зоны),  $S$  – нормировочный множитель. Уравнение, из которого определяются  $\Psi(z)$  и соответствующие ей уровни энергии относительно дна КЯ, и его решения приведены ниже:

$$\frac{\hbar^2}{2m_{e,h}} \frac{d^2 \Psi(z)}{dz^2} = E_n \Psi(z),$$

$$E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_{e,h}} \left(\frac{n}{L_z}\right)^2,$$

$$\Psi(z) = A \cos \frac{n\pi z}{L_z}, \quad \left(-\frac{1}{2}L_z < z < \frac{1}{2}L_z\right) \quad \text{для } n=1,3,\dots$$

$$\Psi(z) = A \sin \frac{n\pi z}{L_z}, \quad \left(-\frac{1}{2}L_z < z < \frac{1}{2}L_z\right) \quad \text{для } n=2,4,\dots \quad (49)$$

Эти результаты следуют из граничного условия для огибающей волновой функции  $\Psi(-\frac{1}{2}L_z) = \Psi(\frac{1}{2}L_z) = 0$ , которое означает, что при бесконечно высоких барьерах частица не проникает в барьер. Полная энергия частицы в двумерном слое равна  $E_n + \frac{\hbar^2}{2m_{e,h}}(k_x^2 + k_y^2)$ . Разрешить спектрально дискретные уровни  $E_n$  удается в том случае, когда  $\delta E = \hbar/\tau < E_n$ , где  $\tau$  – время релаксации импульса частицы,  $E_n$  – расстояние между соседними уровнями в КЯ. Это условие можно выполнить, если длина свободного пробега частицы превышает  $L_z$ .

На практике мы всегда имеем дело с КЯ, ограниченными конечными барьерами. В случае барьеров с **конечной высотой**  $V_b$  волновая функция электрона (дырки) проникает в барьер, и граничные условия, используемые в (49), естественно, нарушаются. Можно выбрать надлежащим образом граничные условия на интерфейсе и показать, что

$$\Psi(z) = C \cos nz \quad \text{при} \quad -\frac{L_z}{2} < z < \frac{L_z}{2},$$

$$\Psi(z) = D \exp[\chi(z/\pm \frac{L_z}{2})] \quad \text{при} \quad |z| > \frac{L_z}{2},$$

$$\text{где } \chi = [2m_e(V_b - E_z)/\hbar^2]^{\frac{1}{2}}$$

В барьере волновой вектор электрона мнимый:  $k_b = i\chi$ . Энергии электрона для четных и нечетных состояний получаются из трансцендентных уравнений, не имеющих аналитического решения:

$$\text{tg} k \frac{L_z}{2} = \frac{m_{eL_z} \chi}{m_{eb} k} \quad \text{и} \quad \text{ctg} k \frac{L_z}{2} = -\frac{m_{eL_z} \chi}{m_{eb} k},$$

$$\text{где } k = \left[ \frac{2m_{eL_z} E}{\hbar^2} - q^2 \right], \quad \chi = \left[ \frac{2m_{eb}(V_b - E)}{\hbar^2} + q^2 \right]^{\frac{1}{2}}.$$

Здесь  $q$  — волновой вектор в плоскости КЯ,  $m_{eL_z}$  и  $m_{eb}$  — эффективные массы электрона в КЯ и в барьере.

Показано, что в случае высокого барьера, т.е. при  $V_b \gg \frac{\hbar^2}{2m_{eL_z}} \left( \frac{\pi}{L_z} \right)^2$ , первый уровень размерного квантования определяется выражением

$$E_{e1} \approx \frac{\hbar^2}{2m_{eL_z}} \left( \frac{\pi}{L_z} \right)^2 \left( 1 - \frac{m_{eL_z}}{m_b} \cdot \frac{4}{\chi_0 L_z} \right), \quad \text{где } \chi_0 = (2m_{eL_z} V_b / \hbar^2)^{\frac{1}{2}}. \quad (50)$$

Поскольку  $m_{eL_z}$  и  $m_b$  обычно близки по величине, формула (50) применима при  $\chi_0 L_z \gg 4$ , так что для широких КЯ эта формула может использоваться даже при небольшой разнице значений запрещенных зон КЯ и барьера.

Рассмотрим конкретный пример структуры с КЯ на основе важной и хорошо исследованной пары КЯ/барьер  $GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs$ , для которой структура уровней схематически представлена на рис. 41. В приближении бесконечно глубокой КЯ с шириной  $L_z = 10$  нм для электрона с эффективной массой равной  $0,067m_0$   $E_1 = 50$  мэВ. Если  $E_g = 0,9$  эВ, и можно ожидать, что КЯ достаточно глубока для того, чтобы расчетное значение  $n$  при  $n=1$  не разошлось сильно с полученным экспериментально. Естественно, что при рассмотре-

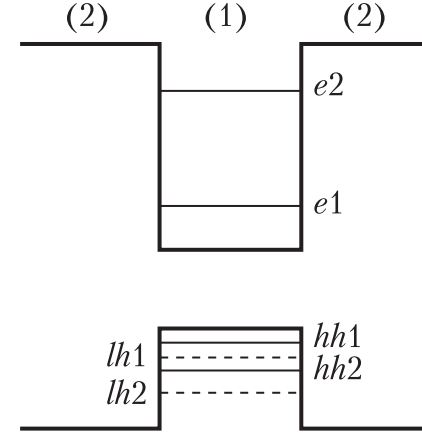


Рис. 41. Уровни энергии электронов (e) и тяжелых и легких дырок (hh и lh) в структуре с КЯ GaAs(1)/GaAlAs(2).

нии реальной КЯ возникает вопрос о том, насколько будут отличаться друг от друга экспериментальные и вычисленные по (49) или (50) значения  $n$  при  $n > 1$  и сколько электронных и дырочных уровней будет содержать реальная КЯ в зависимости от параметров образующих ее материалов ( $E_g$ ,  $m_e$ ,  $m_h$ ) и значения  $L_z$ . Отметим, что в реальной КЯ уровни сгущаются с ростом энергии, в отличие от зависимости (49). Определение по отдельности величин  $E_v$  и  $E_c$  является непростой задачей, теория и эксперимент дают для пары  $GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs$  отношение  $E_v / E_c \approx 2/3$ . Следует учесть, что в КЯ GaAs существуют две системы уровней легкой и тяжелой дырок с  $m_{lh} = 0,094m_0$  и  $m_{hh} = 0,34m_0$ . Поскольку  $m_e = 0,067m_0$ , расстояния между электронными уровнями намного больше, чем между дырочными, по этой причине число электронных уровней  $N$ , помещающихся в реальной КЯ  $GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs$ , меньше, чем число дырочных уровней (рис. 42).

Важно то, что периодический потенциал сверхрешетки является гораздо более слабым, чем кристаллический потенциал, имеющий период постоянной решетки. Это, в частности, позволяет принять для эффективных масс носителей в центре зоны Бриллюэна в КЯ те же значения, что и в объемных кристаллах. Распределение в направлении  $z$  амплитуды волновой функции частиц в КЯ таково, что оптические переходы разрешены между парами уровней с

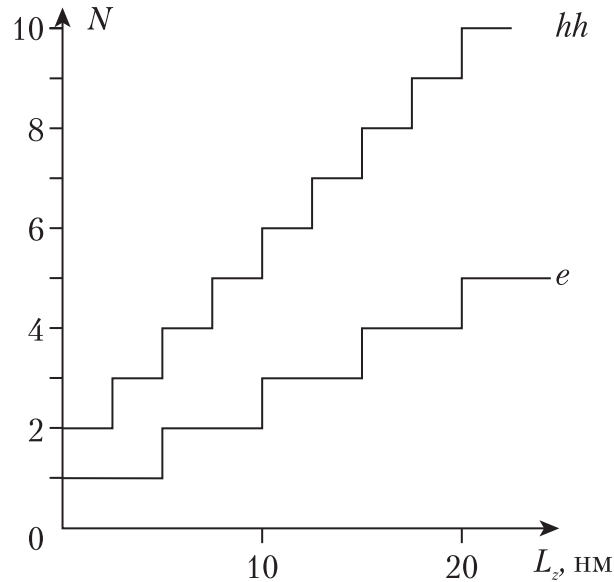


Рис. 42. Количество дискретных состояний  $N$  для электронов ( $e$ ) и тяжелых дырок ( $hh$ ) в КЯ  $\text{GaAs}/\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$  в зависимости от ширины КЯ  $L_z$  (высота барьеров для электронов и дырок  $\Delta E_c = 224$  мэВ и  $\Delta E_v = 150$  мэВ соответственно).

одинаковым  $n$  (правило отбора  $n=0$ ). Таким образом, спектр поглощения должен состоять из двух серий переходов  $en-lhn$  (иногда их записывают как  $lnn$ ) и  $en-hhn$  ( $hnn$ ). Однако, вследствие сильной локализации частиц в КЯ заметную интенсивность имеют и некоторые запрещенные переходы с  $n \neq 0$ , в частности переходы между уровнями с  $n=1$  и  $n=3$  (см спектр дифференциального электроотражения на Рис. 43). В люминесценции при низких температурах и слабом возбуждении доминирует переход между уровнями электрона и тяжелой дырки с наименьшими энергиями:  $e1-hh1$ .

Рассмотрим плотность состояний носителей заряда  $G_{2D}(E)$  в двумерной электронной зоне, которая соответствует движению электронов и дырок в плоскости КЯ  $xy$ . В приближении эффективной массы эта величина постоянна в пределах одной зоны с определенным квантовым числом  $n$ :

$$G_{2D}(E) = \frac{m_{e,h}}{\pi \hbar^2} \theta(E - E_n),$$

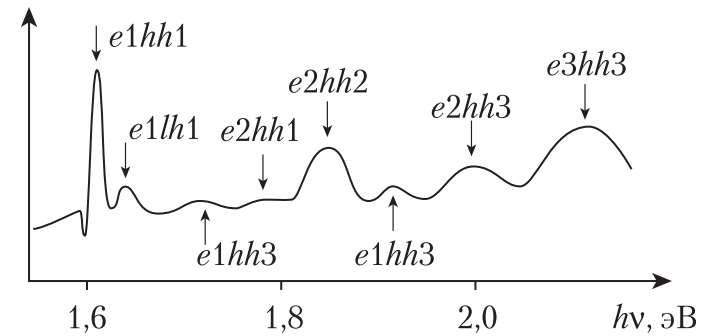


Рис. 43. Спектр электроотражения структуры  $\text{GaAs}(4,5 \text{ нм})/\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}(3,6 \text{ нм})$  при комнатной температуре.

где  $\theta(E - E_n)$  — ступенчатая функция, принимающая значение 1 при положительном аргументе и 0 при отрицательном. Таким образом, общая плотность состояний двумерных зон является последовательностью ступеней, соотношение которых с плотностью состояний трехмерного кристалла схематически показана на рис. 44. Пороги ступеней для глубокой изолированной КЯ определяются энергиями уровней размерного квантования вдоль оси структуры  $z$  (49) [плотность состояний для СР показана тонкой линией]. При сравнении эксперимента и теории, не учитывающей экситонный эффект, выявилось существенное расхождение — на краях ступе-

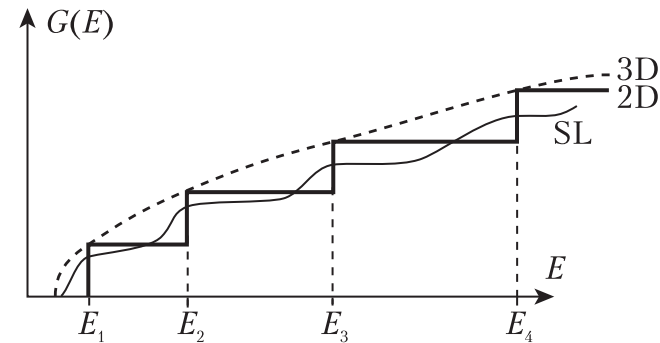


Рис. 44. Плотность состояний в электронных зонах для трехмерной (3D) и двумерной (2D) систем и сверхрешетки (SL).  $E_n$  — уровни размерного квантования двумерной системы.

ней поглощения, соответствующих переходам между двумерными дырочными и электронными зонами, наблюдаются пики поглощения. Эти особенности были интерпретированы как оптические переходы с возбуждением двумерных экситонов.

## 1.2. Экситонные состояния в двумерных квантовых ямах

При одинаковых параметрах кристалла ( $m_e$ ,  $m_h$ ,  $\varepsilon$ ) энергия связи экситона  $E_n^{2D}$  в двумерном слое в четыре раза больше, чем в трехмерном:

$$E_n^{2D} = R_{ex} / (n+1/2)^2, \text{ где } n = 0, 1, 2, \dots \quad (51)$$

Следует обратить внимание на то, что значения  $n$  в двумерном случае начинаются с 0, а не с 1. Увеличение энергии связи экситона при понижении мерности системы очевидно, поскольку в направлении  $z$  максимальное расстояние между электроном и дыркой ограничивается шириной КЯ. При конечной ширине КЯ система квазидвумерна,  $R_{ex}$  постепенно увеличивается при увеличении отношения радиуса трехмерного экситона к ширине КЯ  $L_z$ . Однако при сужении КЯ электронные и дырочные уровни выталкиваются вверх, и барьер (который не является бесконечно высоким) становится для них все более низким. Это приводит к тому, что волновые функции электронов и дырок все сильнее входят в барьер, т. е. система снова становится трехмерной. Таким образом, для конкретной КЯ существует некоторое оптимальное значение  $L_z$ , при котором достигается «максимальная двумерность», в частности, максимальная энергия связи экситона, которая при дальнейшем сужении КЯ начинает уменьшаться, приближаясь к своему значению  $R_{ex}$  в трехмерном слое. Это показано на рис. 45 для тяжелого ( $e1-hh1$ ) экситона в КЯ GaAs/Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As с различными значениями  $x$ , определяющими высоту барьеров [пунктир соответствует предельному переходу к (51)].

Квантово-размерный эффект, т. е. зависимость энергии уровня от ширины КЯ делает оптические методы исследования наноструктур очень плодотворными. Например, асимметричная двойная структура с КЯ (две КЯ разной ширины) позволяет детально изучить прозрачность барьеров в зависимости от толщины для конкретной элементного состава КЯ и барьера. Если барьер непрозрачный, то носители, попавшие в одну из КЯ, остаются в ней

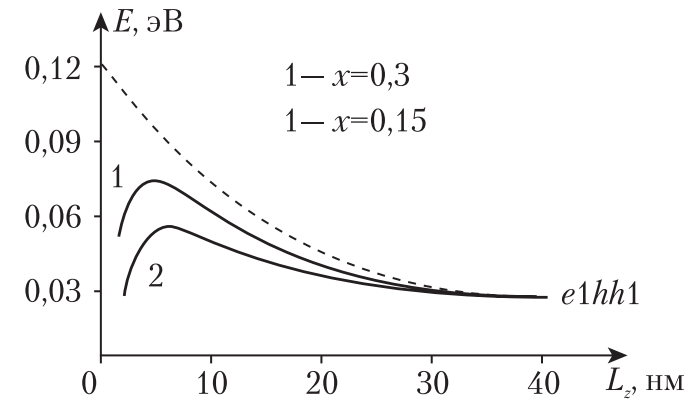


Рис. 45. Зависимость энергии связи экситона  $e1hh1$  в КЯ GaAs/Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As от ширины КЯ  $L_z$  для  $x=0,3$  (1) и  $x=0,15$  (2). Штриховой линией показана теоретическая зависимость для перехода от 3D к 2D (бесконечно высокий барьер).

до момента рекомбинации. По мере уменьшения толщины барьера носители (в первую очередь, электроны) до акта рекомбинации успевают перейти из узкой КЯ в широкую (уровни энергии в широкой КЯ ниже). На опыте это проявляется как ослабление излучения из узкой КЯ (коротковолновая полоса) и усиление излучения из широкой КЯ (длинноволновая полоса). Измерение временных характеристик люминесценции показывает, что по мере увеличения прозрачности барьера люминесценция из узкой КЯ затухает все быстрее, поскольку в излучении носитель может участвовать лишь до момента ухода в широкую КЯ.

## 1.3. Интерфейсы в 2D-системах

Важным отличием реальных двумерных структур от идеальных являются флуктуации ширины КЯ, связанные с шероховатостью интерфейсов. Это вызывает неоднородное уширение уровней размерного квантования и локализацию экситонов в уширениях КЯ, т.е. там, где уровни энергии ниже. Такая локализация, в частности, приводит к сдвигу полосы излучения экситона относительно контура поглощения (стоксовы потери). С ростом температуры локализация ослабляется, и стоксовский сдвиг уменьшается.

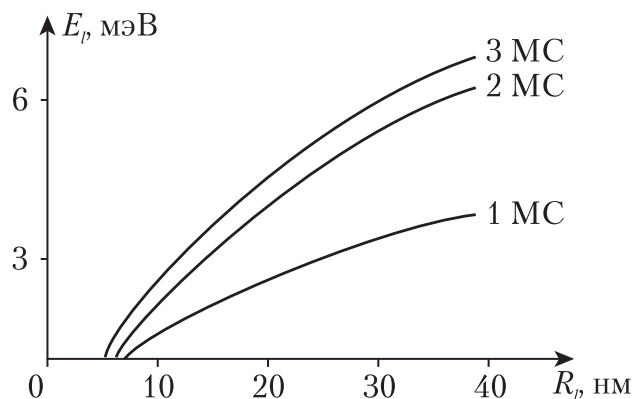


Рис. 46. Зависимость энергии локализации экситона на островковых уширениях КЯ GaAs в зависимости от глубины уширения (указана в монослоях) и его латерального размера  $R_l$ .

Для структур с КЯ GaAs/GaAlAs была определена энергия локализации экситона  $E_l$  при низких температурах в зависимости от глубины островковой флуктуации (1, 2, 3 монослоя — МС) и ее латерального размера — радиуса  $R_l$  (рис. 46). Важную роль играет соотношение радиуса экситона  $r_{eh}$  и характерного латерального размера неоднородностей  $r'$ . Если  $r_{eh} \gg r'$ , интерфейс является квазигладким, если  $r_{eh} \ll r'$  — гладким. Наиболее сильно неоднородности проявляются при  $r_{eh} \approx r'$ . Если регулярное значение  $L_z$  имеет протяженные расширения в один, два и т.д. монослоев (толщина монослоя в GaAs равна 0,28 нм), можно наблюдать несколько близких по энергии пиков люминесценции. В случае низких температур все экситоны локализируются в расширениях, так что линия излучения экситона, соответствующая номинальной ширине КЯ, появляется лишь при возбуждении, достаточно сильном для насыщения локализованных состояний (излучение КЯ GaAs с шириной 13,5 нм, рис. 47).

Если подложка, на которой осуществляется эпитаксиальный рост, ориентирована таким образом, что ее поверхность отклонена на малый угол от плоскости преимущественного роста кристалла, растут так называемые структуры, для которых характерно образование ступеней (террас). Изменяя величину отклонения (например, от плоскости  $\langle 100 \rangle$ ) и/или его направление

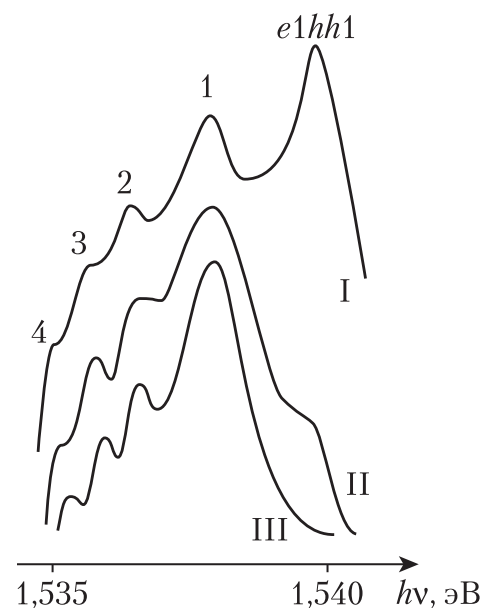


Рис. 47. Спектр люминесценции экситонов структуры с КЯ GaAs с сильными флуктуациями ширины КЯ при уровнях возбуждения 50 (I), 150 (II) и 300 (III) Вт/см<sup>2</sup>. Пик  $e1hh1$  — излучение экситона, соответствующего номинальной ширине КЯ, пики 1, 2, 3, 4 — излучение экситонов, локализованных уширениями в 1, 2, 3 и 4 монослоя.

относительно кристаллографических осей, можно изменять длину (рис. 48) и профиль образующихся при росте ступенек, а также получать фасетированные поверхности других типов. Возможность получения вицинальных структур является очень важной, поскольку это позволяет плавно и целенаправленно управлять свойствами двумерных структур, а также использовать вицинальные поверхности для выращивания на них одномерных и нульмерных структур. Для характеристики вицинальных структур эффективно используется люминесценция экситонов вследствие ее чувствительности к высоте и латеральным размерам элементов, образующих вицинальную поверхность.

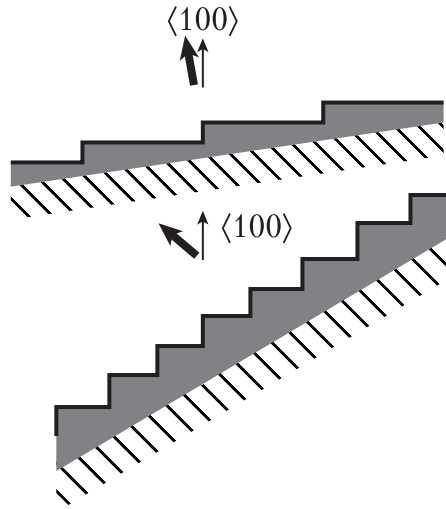


Рис. 48. Профили поверхностей эпитаксиальных слоев, выращенных на подложках GaAs с различными углами отклонения нормалей подложек (жирные стрелки) от оси четвертого порядка  $\langle 100 \rangle$  (углы отклонений преувеличены).

## 2. ОДНОМЕРНЫЕ СИСТЕМЫ 1D – КВАНТОВЫЕ НИТИ (КВАНТОВЫЕ ПРОВОЛОКИ)

Структуры с квантовыми нитями (КН) сложны в изготовлении, количество публикаций относительно их оптических свойств мало по сравнению с 2D и 0D системами. Вырастить структуры с КН удается методами МВЕ и VOCVD на вицинальных поверхностях 2D систем (в углах ступеней) или в канавках, протравленных на плоских поверхностях фотолитографическим способом. После выращивания КН могут быть закрыты от внешних воздействий широкозонным кристаллическим слоем. Для одномерной КЯ с квадратным сечением и бесконечно высокими потенциальными барьерами при слабом размерном квантовании, когда потенциал КЯ еще не ограничивает существенно движение электрона или дырки в отдельности, но уже воздействует на их относительное движение, следует рассматривать квантование движения экситона как целого. В этом случае энергия размерного квантования, которая на опыте соответствует величине коротковолнового сдвига экситонных линий, равна

$$E_{cm} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2M} \cdot \frac{n_{cm}^2}{L_{x,y}^2},$$

где  $n_{cm} = 1, 2, \dots$  — квантовое число, описывающее движение центра масс экситона,  $L_{x,y}$  определяет прямоугольное сечение КН, — сумма масс электрона и дырки. Измерения обычно ограничиваются нижним экситонным состоянием с  $n_{cm} = 1$ . При сопоставлении измерений и расчетов для толстой КН следует делать поправку на «мертвый» безэкситонный слой на ее поверхности, который обсуждался выше для объемного кристалла. Если толщина КН составляет более несколько десятков нм, то даже с учетом «мертвого» слоя расстояние между уровнями размерного квантования слишком мало, чтобы разрешить эти уровни на фоне их неоднородного уширения, составляющего обычно несколько миллиэлектрон-вольт. Зарегистрировать спектр поглощения КН технически сложно, но его форму можно определить по спектру возбуждения люминесценции. Такой спектр в  $s$ - и  $p$ -поляризациях (вдоль КН и в плоскости ее сечения) для полоскообразной КН GaAs/Ga<sub>0.3</sub>Al<sub>0.7</sub>As с толщиной  $L_z = 10$  нм и латеральной шириной  $L_y = 70$  нм представлен на рис. 49 (длина нити во много раз превышает  $L_y$ ). Видно, что переходы с уровней тяжелых и легких дырок  $hh1e1$  и  $lh1e1$  поляризованы противоположным образом (длина волны детектирования равна 800 нм).

Энергия электрона (дырки) в подзоне с квантовыми числами  $n_x$  и  $n_y$  для КН с высокими барьерами и с сечением  $L_x L_y$  представляется как

$$E_{n_x, n_y} = \frac{\hbar^2}{2m_{e,h}} \left[ k_z^2 + \left( \frac{\pi n_x}{L_x} \right)^2 + \left( \frac{\pi n_y}{L_y} \right)^2 \right],$$

где волновой вектор  $k_z$  соответствует инфинитному движению частиц вдоль оси нити. Плотность электронных (дырочных) состояний в КН описывается выражением

$$G_1(E) = \frac{1}{\pi} \left( \frac{2m_{e,h}}{\hbar^2 E} \right)^{\frac{1}{2}} \theta(E - E_{n_x, n_y}),$$

где  $\theta(E - E_{n_x, n_y})$  ступенчатая функция, равная 1 при положительном аргументе и 0 при отрицательном. Таким образом, плотность электронных состояний в КН имеет вид равноотстоящих друг от друга пиков с вертикальным краем со стороны низких энергий и затянутых в высокоэнергетическую сторону. Аналогичный вид имеет