

Министерство образования и науки РФ
Федеральное государственное бюджетное образовательное
учреждение высшего образования
«Пензенский Государственный Университет»
Факультет приборостроения, информационных технологий и
электроники
Кафедра «Физика»

Курсовая работа по дисциплине:
«Физика полупроводников»
на тему: «Двухфотонное поглощение света квантовыми точками»

Выполнила: ст. гр. 14ПФ1

Куленкова А.О.

Проверил: д.ф-м.н. профессор

Кревчик В.Д.

Принято к защите _____

Дата, подпись преподавателя

Оценка _____

Оценка, подпись преподавателя

Пенза, 2017 год

Министерство образования и науки РФ
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования

«Пензенский государственный университет»

Факультет приборостроения, информационных технологий и
электроники

Кафедра «Физика»

«УТВЕРЖДАЮ»

Заведующий кафедрой



М.Б.Семенов

(подпись, инициалы, фамилия)

«11» декабря 2017г.

ЗАДАНИЕ

по курсовой работе студента

Куленкова Анастасия Олеговна

по дисциплине «Физика полупроводников»

Группа 14ПФ1

- 1.Тема работы: Двухфотонное поглощение света квантовыми точками
- 2.Руководитель д.ф-м.н., профессор Кревчик В.Д.
- 3.Срок сдачи студентом законченной работы 11.12.2017
- 4.Перечень подлежащих разработке вопросов:
 - Изучить понятие квантовые точки.
 - Ознакомиться с основными методами изготовления квантовых точек.
 - Рассмотреть свойства двухфотонного поглощения света квантовыми точками .

Подпись студента



Подпись преподавателя



Содержание

Введение.....	3
Глава 1 Квантовые точки.....	4
1.1 Методы изготовления квантовых точек.....	5
1.2 Электронный энергетический спектр квантовых точек.....	8
1.3 Плотность электронных состояний.....	10
1.4 Перспективы использования квантовых точек в устройствах и приборах.....	12
Глава 2 Двухфотонное поглощение квантовыми точками.....	15
Заключение.....	21
Список использованных источников.....	22

Введение

Быстрые темпы развития исследований и разработок в области наномира и связанный с этим всё возрастающий поток новых научных и технологических знаний требуют корректировки и уточнения соответствующего понятийного аппарата, который на сегодняшний день находится в стадии становления. Следует, заметить, что довольно часто термины наномира даются разными авторами в различных трактовках и вызывают неоднозначное восприятие, что объясняется наличием двух подходов к их рассмотрению. Согласно первому подходу объекты наномира рассматриваются с учётом только лишь их наноразмерных параметров, для которых устанавливаются условные границы возможных изменений. Согласно второму подходу объекты наномира характеризуются особыми свойствами, которые проявляются в силу присущих им наноразмеров [1. с.1].

Приставка «нано» в терминах наномира означает изменение масштаба в 10^9 (миллиард) раз: $1 \text{ нм (1 нанометр)} = 10^{-9} \text{ м}$, что составляет одну миллионную миллиметра.

Принято считать, что к объектам наномира относятся такие объекты, характерные размеры которых лежат в пределах от 1 до 100 нм [1. с.1].

Физика квантовых низкоразмерных структур и связанная с ней электронная техника переживают в настоящее время период интенсивного развития. Квантово-размерные гетероструктуры (КРС) стали за последние годы одним из основных объектов исследований и разработок в физике, технике и технологии полупроводников. Так называют структуры, активные области которых, т. е. области, в которых разыгрываются основные электронные процессы, имеют характерные размеры порядка де-бройлевской длины волны электронов, что приводит к квантованию их энергии. Эти структуры классифицируют по размерности электронного газа в активных областях на

гетероструктуры с двумерным (2D) газом или гетероструктуры с кантовыми ямами, одномерным (1D) газом или гетероструктуры с квантовыми нитями и нульмерным (0D) газом или гетероструктуры с квантовыми точками. Второе название подчёркивает основную особенность таких структур, с которой связаны их основные свойства и технические применения, - это наличие квантования электронного газа, обусловленного пространственным ограничением движения электронов в одном, двух или всех трёх направлениях [2. с.48].

Глава 1 Квантовые точки

Важнейшим объектом физики низкоразмерных полупроводниковых гетероструктур являются так называемые квазиульмерные системы или квантовые точки. Дать точное определение квантовых точек достаточно трудно. Это связано с тем, что в физической литературе квантовыми точками называют широкий класс квазиульмерных систем, в которых проявляется эффект размерного квантования энергетических спектров электронов, дырок и экситонов. К этому классу, прежде всего, относят полупроводниковые кристаллы, у которых все три пространственных размера порядка боровского радиуса экситона R_{ex} в объёмном материале. Данное определение предполагает, что квантовая точка находится в вакууме, газовой или жидкой среде, либо ограничена каким-либо твердотельным материалом, отличающимся от материала, из которого она изготовлена. В этом случае трёхмерное пространственное ограничение элементарных возбуждений в квантовых точках обусловлено наличием границ раздела между различными материалами и средами, т. е. существованием гетерограниц. Такие квантовые точки часто называют микро- или нанокристаллами. Однако это простое определение не является полным, поскольку есть квантовые точки, для которых гетерограницы в одном либо двух измерениях отсутствуют. Несмотря на это, движение электронов, дырок или экситонов в таких квантовых точках пространственно ограничено из-за наличия потенциальных ям, возникающих, например, благодаря механическим напряжениям или флуктуациям толщины полупроводниковых слоёв. В этом смысле можно сказать, что квантовая точка - это любая трёхмерная потенциальная яма, заполненная полупроводниковым материалом, с характерными размерами порядка R_{ex} , в которой движение электронов, дырок и экситонов пространственно ограничено в трёх измерениях [3. с.179].

1.1 Методы изготовления квантовых точек

Среди всего многообразия различных квантовых точек можно выделить несколько основных типов, которые наиболее часто используются в экспериментальных исследованиях и приложениях. Прежде всего, это нанокристаллы в жидкостях, стёклах и в матрицах широкозонных диэлектриков (рис.1). Если они выращиваются в стеклянных матрицах, то, как правило, имеют сферическую форму. Именно в такой системе, представлявшей собой квантовые точки из CuCl , внедрённые в силикатные стёкла, при исследовании однофотонного поглощения был впервые обнаружен эффект трёхмерного размерного квантования экситонов. Эта работа положила начало бурному развитию физики квазиуменьшенных систем.

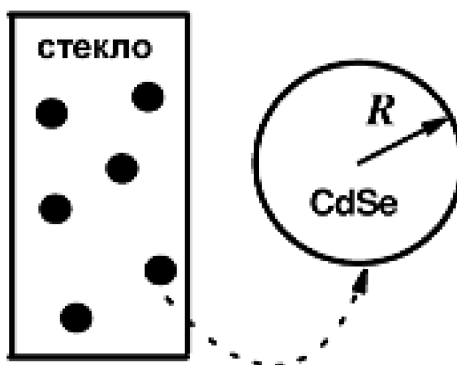


Рис.1. Квантовые точки в стеклянной матрице, представляющие собой сферы с радиусом R (интервал названия рисунков - одинарный)

Квантовые точки в кристаллической диэлектрической матрице могут быть прямоугольными параллелепипедами, как это имеет место для квантовых точек на основе CuCl , встроенных в NaCl . Нанокристаллами являются и квантовые точки, выращенные в полупроводниковых матрицах методом капельной эпитаксии [3. с.179-180].

Другим важным типом квантовых точек являются так называемые

самоорганизованные квантовые точки, которые изготавливаются методом Странски-Крастанова с помощью техники молекулярно-лучевой эпитаксии (рис.2). Их отличительной особенностью является то, что они связаны между собой посредством сверхтонкого смачивающегося слоя, материал которого совпадает с материалом квантовых точек. Таким образом, в этих квантовых точках отсутствует одна из гетерограниц. К этому же типу, в принципе, могут быть отнесены пористые полупроводники, например пористый Si, а также потенциальные ямы в тонких полупроводниковых слоях, возникающие благодаря флуктуациям толщины слоёв [3. с.180-181].

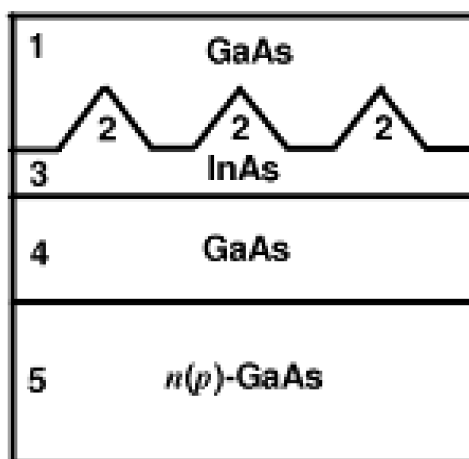


Рис.2. Самоорганизованные квантовые точки, выращенные методом Странски-Крастанова. 1 и 4 - буферные слои GaAs, 2 - квантовые точки InAs, 3 - смачивающий слой InAs, 5 - легированная подложка GaAs.

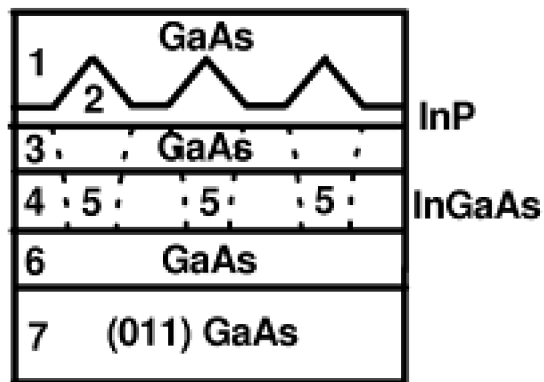


Рис.3. Структура с индуцированными механическими напряжениями InGaAs квантовыми точками. 1 - накрывающий слой GaAs; 2 - самоорганизованные InP квантовые точки, которые задают механические напряжения, приводящие к возникновению трёхмерных потенциальных ям в слое InGaAs; 3 и 6 - буферные слои GaAs; 4 - тонкая InGaAs квантовая яма, в которой образуются индуцированные механическими напряжениями квантовые точки; 5 - квантовые точки; 7 - подложка GaAs. Точечными линиями показаны профили механических напряжений.

Квантовые точки, индуцированные механическими напряжениями, можно отнести к третьему типу (рис.3). Они образуются в тонких полупроводниковых слоях благодаря механическим напряжениям, которые возникают из-за рассогласования постоянных решётки материалов гетерограниц. Эти механические напряжения приводят к появлению в тонком слое трёхмерной потенциальной ямы для электронов, дырок и экситонов. Из рис. 3. видно, что такие квантовые точки не имеют гетерограниц в двух направлениях [3. с.181]

1.2 Электронный энергетический спектр квантовых точек

Как упоминалось выше, характерный линейный размер области пространственного ограничения движения электронов, дырок и экситонов в квантовой точке столь мал, что возникает эффект размерного квантования их

энергетических спектров. Однако трёхмерное пространственное ограничение приводит не только к размерному квантованию электронной подсистемы твёрдого тела, но и к квантованию других его подсистем, обладавших в исходном объёмном материале непрерывным энергетическим спектром, например колебательной ядерной подсистемой (фотоны). Кроме того, пространственное ограничение модифицирует взаимодействие различных квазичастиц квантовой точки друг с другом и с внешними полями. Перестройка энергетического спектра квантовых точек по сравнению с объёмными материалами и изменение взаимодействий их элементарных возбуждений, индуцированное пространственным ограничением, проявляется в откликах таких объектов на внешние возмущения. В частности, радикально модифицируются такие оптические отклики квантовых точек, как одно- и многофотонное поглощение, квазиупругое, комбинационное и гиперкомбинационное рассеяние света, а также различные типы люминесценции. Меняются спектральные положения линий, их ширины и относительные амплитуды, а кроме того, существенно изменяются скорости дефазировки оптических переходов и скорости релаксации возбуждённых состояний, которыми определяются нестационарные отклики квантовых точек на импульсное оптическое возбуждение [3. с.181-182].

Рассмотрим энергетический спектр E_{nk} квазичастицы в пространстве размерности $d=3, 2, 1$ и 0 , где n - дискретное квантовое число или набор таких чисел, k - d -компонентный волновой вектор; при $d=0$ волновой вектор как величина, характеризующая квантовые состояния, отсутствует. Энергетической плотностью состояний назовём число квантово-механических состояний, приходящихся на единичный интервал энергии и на единичный объём d -мерного пространства. С помощью аппарата δ -функций плотность состояний можно представить в виде:

$$g_d(E) = \frac{2}{V_d} \sum_{nk} \delta(E - E_{nk}), \quad (1.3.1)$$

Где множитель 2 учитывает двукратное вырождение электронных состояний по спину; V_d - обобщённый объём, который при $d=3$ является объёмом образца в обычном понимании этого слова, а для полупроводниковых низкоразмерных систем этот объём равен площади образца в плоскости интерфейсов в случае квантовых ям ($d=2$), длине квантовой проволоки ($d=1$) и просто единице для квантовой точки ($d=0$). Разложим E_{nk} в ряд по степени k и ограничимся квадратичным приближением:

$$E_{nk} = E_n^0 + \frac{\hbar^2 k^2}{2M_n},$$

Где имеющий размерность массы параметр M_n принимает значения между m_A и m_B . Поставляя это разложение в формулу (1.3.1), получаем выражение для вклада ветви n в плотность состояний:

$$g_3(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2M_n}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{E} \theta(E - E_n^0), \quad (1.3.2a)$$

$$g_2(E) = \frac{2M_n}{\pi \hbar^2} \theta(E - E_n^0), \quad (1.3.2б)$$

$$g_1(E) = \frac{1}{\pi} \left(\frac{2M_n}{\hbar^2 E} \right)^{1/2} \theta(E - E_n^0), \quad (1.3.2в)$$

$$g_0(E) = 2\delta(E - E_n^0), \quad (1.3.2г)$$

где $\theta(x)$ - ступенчатая функция, принимающая значения единицы при положительных x и нуля - при отрицательных x . Отметим, что в квантовой яме

плотность состояний имеет характер горизонтальной ступеньки, в квантовой проволоке зависимость $g(E)$ аналогична плотности электронных состояний в объёмном полупроводнике, помещённом в квантующее магнитное поле, а в квантовой точке функция $g(E)$ представляет собой набор изолированных пиков, уширенных с учётом конечности времени жизни электрона на уровнях размерного квантования [4. с. 17-19].

1.3 Плотность электронных состояний

Важной характеристикой любой электронной системы наряду с ее энергетическим спектром является плотность состояний $g(E)$. Мы начнем данный раздел с нахождения $g(E)$ для двумерной электронной системы с энергетическим спектром, равным

$$E = E_n + \frac{p_x^2 + p_y^2}{2m},$$

где p_x и p_y - компоненты импульса в плоскости слоя.

Для этого предварительно вычислим вспомогательную функцию $G(E)$ - полное число состояний в интервале энергий от 0 до E .

В квантовых точках, где энергетический спектр носит чисто дискретный характер, $G(E)$ увеличивается на единицу каждый раз, когда E сравнивается с каким-либо квантовым уровнем. Если, как это часто бывает в точках, имеющих симметричную форму, уровни энергии являются вырожденными, то величина скачка G равна кратности вырождения данного уровня. При этом $g(E)$ описывается с помощью так называемой дельта-функции Дирака $\delta(x)$, которая равна нулю при $x \neq 0$, а при $x = 0$ обращается в бесконечность так, что интеграл

$\int \delta(x) dx = 1$ при любом интервале интегрирования, содержащем точку $x=0$.

Плотность состояний

$$g(E) = \sum_{l,m,n} \delta(E - E_{lmn})$$

представляет собой совокупность бесконечно узких и высоких пиков, схематично показанных на рис. 4. [5. с. 62-65]

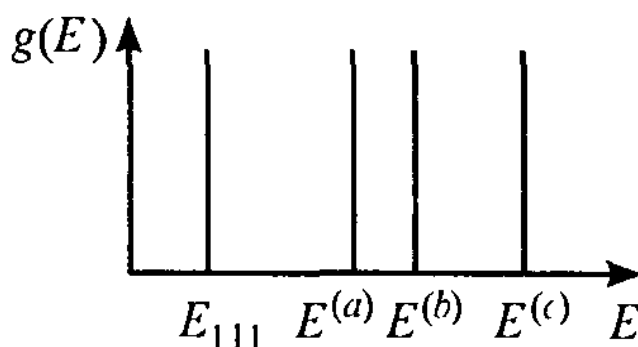


Рис. 4. Зависимость плотности электронных состояний от энергии в квантовых точках.

Более подробный вывод формулы для расчёта плотности состояния можно найти в [5. с. 62-67].

1.4 Перспективы использования квантовых точек в устройствах и приборах

Неослабевающий интерес к квантовым точкам вызван не только тем, что они обладают уникальными физическими свойствами. Кроме этого, квантовые точки являются чрезвычайно перспективными объектами в смысле практических приложений. На их основе уже создано достаточно большое число различных электронных и оптоэлектронных устройств и приборов, примером которых могут служить лазеры и фотоприёмники [3. с.182].

Самым распространённым типом полупроводникового лазера является

лазер на двойной гетероструктуре, где активная область представляет собой тонкий слой узкозонного полупроводника между двумя широкозонными. Основное влияние на свойства лазеров оказывает изменение плотности состояний, происходящее под влиянием размерного квантования. В квантовых точках плотность состояний имеет δ - образный вид, и в результате отсутствуют состояния, которые не принимают участия в усилении оптического излучения, но содержат электроны. Это уменьшает потери энергии и как следствие уменьшает пороговый ток. Лазеры могут содержать одну или (для увеличения оптического усиления) несколько плоскостей, заполненных квантовыми точками. Используются также вертикально связанные точки. Согласно теоретическим оценкам, диодные лазеры с активной средой из квантовых точек должны обладать значительно лучшими свойствами по сравнению с лазерами на квантовых ямах, а именно: существенно большим коэффициентом усиления, меньшей пороговой плотностью тока, полной невосприимчивостью к температуре решётки, лучшими динамическими характеристиками и большими возможностями для контроля за энергией кванта излучения [5. с.120-121].

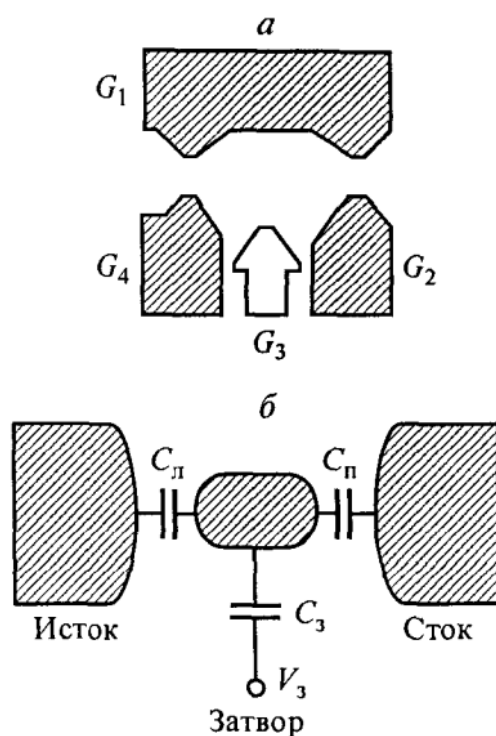


Рис.5. Одноэлектронный транзистор в структуре с двумерным электронным газом (а) и его схематическое изображение (б).

Квантовые точки служат рабочим элементом в одноэлектронных транзисторах, используемых для построения процессов и оперативной памяти компьютеров [3. с.182]. На рис.5(а) представлен один из вариантов одноэлектронного транзистора в структуре с двумерным электронным газом. При отрицательном напряжении на затворах G_1, G_2 и G_4 вблизи них образуется область, обеднённая носителями заряда, в результате в центре структуры создаётся проводящий остаток очень малых размеров (квантовая точка), с помощью туннельного эффекта связанный с резервуарами истока и стока. Связь квантовой точки с основным затвором транзисторной структуры G_3 является чисто ёмкостной - расстояние между ними достаточно велико, чтобы исключить вероятность туннельных переходов. На рис.5(б) схематически изображена структура одноэлектронного транзистора. Затвор используют для изменения

электрохимического потенциала электронов в центральном электроде с помощью наведённого квазизаряда $\Delta Q = C_3 V_3$. В отличие от заряда, связанного с туннелированием электронов от источника к стоку через квантовую точку, этот заряд может изменяться непрерывно, так как это поляризационный заряд [5. с.138-139].

В настоящее время одноэлектронные транзисторы работают только при низких температурах, хотя в ряде структур одноэлектронные эффекты наблюдаются и при комнатной температуре. Для создания приборов, надёжно работающих при комнатной температуре, необходимо решить проблемы, связанные с уменьшением размеров квантовых точек и уменьшением ёмкости затвора. Работы, направленные на оптимизацию структуры одноэлектронных транзисторов, интенсивно проводятся во многих лабораториях мира. Такие транзисторы открывают широкие перспективы одноэлектронной цифровой логики, в которой бит информации может быть представлен только лишь одним электроном. Кроме того, одноэлектронные транзисторы имеют очень высокое быстродействие - по оценкам, до нескольких сотен терагерц при чрезвычайно малой потребляемой мощности. Одноэлектроника является одной из самых перспективных и быстро развивающихся областей нанoeлектроники [5. с.141].

Одной из наиболее активно развивающихся областей применения полупроводниковых квантовых точек является использование коллоидных квантовых точек (полупроводниковые нанокристаллы в органических и водных растворах) в качестве люминесцентных меток для визуализации структуры биологических объектов разного типа и для сверхчувствительного детектирования биохимических реакций, которые крайне важны в молекулярной и клеточной биологии, медицинской диагностике и терапии. Люминесцентная метка представляет собой люминофор, связанный с молекулой-линковщиком (мишенью). Метки должны быть растворимыми в

воде, иметь большой коэффициент поглощения, обладать высоким квантовым выходом люминесценции в узкой спектральной полосе. Последнее особенно важно для регистрации многоцветных изображений, когда различные мишени в клетке помечены разными метками. В качестве люминофоров меток обычно используются органические красители. Их недостатками являются низкая устойчивость к фотообесцвечиванию, не позволяющая проводить долговременные измерения, необходимость использования нескольких источников света для возбуждения различных красителей, а также большая ширина и асимметрия полос люминесценции, затрудняющие анализ многоцветных изображений[3. с.260].

Возможность практического использования квантовых точек в различных областях человеческой деятельности основана, прежде всего, на размерной зависимости их физических свойств. Вследствие этой зависимости, варьируя лишь размеры квантовых точек, можно получить такие их параметры, которые важны для практики. Есть все основания полагать, что со временем прикладное значение квантовых точек будет возрастать [3. с.262].

Глава 2 Двухфотонное поглощение квантовыми точками

Поскольку двухфотонные переходы обладают правилами отбора, отличающимися от правил отбора при однофотонных переходах, несомненный интерес представляет исследование двухфотонного поглощения квантовыми точками. Последовательная теория этого процесса, основанная на простейшей многозонной модели полупроводника кубической симметрии, была развита в работе применительно к сферическим нанокристаллам в режиме сильного конфайнмента. Теоретический анализ и экспериментальные данные показали, что прямое использование спектроскопии двухфотонного поглощения не является оптимальным методом изучения электронной структуры квантовых точек из-за достаточно большого неоднородного уширения оптических переходов. Однако поскольку полученные результаты имеют большое значение для понимания физики более сложных многофотонных методов, применяющихся для исследования состояний размерного квантования в нанокристаллах, мы их кратко обсудим.

Скорость двухфотонной генерации электрон-дырочных пар линейно поляризованным светом с частотой ω может быть представлена во втором порядке теории возмущений по электрон-фотонному взаимодействию V следующим образом

$$W^{(2)} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{v_1, v_0} |M_{v_1, v_0}|^2 \delta(E_{v_1} - E_{v_0} - 2\hbar\omega), \quad (1)$$

где

$$M_{v_1, v_0} = \sum_{v_2} \frac{V_{v_1, v_2} V_{v_2, v_0}}{E_{v_2} - E_{v_0} - \hbar\omega - i\hbar\gamma_{v_2}}. \quad (2)$$

В уравнениях (1) и (2) индексы v_0 , v_1 и v_2 обозначают наборы квантовых чисел, соответствующих начальному, конечному и промежуточному состояниям электронной подсистемы, параметр γ_v – скорость дефазировки перехода $v \leftrightarrow v_0$. Составной матричный элемент (2) будем вычислять в приближении эффективной массы для четырехзонной модели полупроводника кубической симметрии O_h или T_d : зона проводимости c , подзона тяжелых дырок v_h , подзона легких дырок v_l и подзона спин-орбитально отщепленных дырок v_s . [7. с.149].

Поскольку в кубических полупроводниках однофотонные межзонные переходы $vj \leftrightarrow c$ ($j=h,l,s$) разрешены в дипольном приближении, каждый член в сумме (2) содержит произведение межзонного и внутризонного матричных элементов. Используя явные выражения для этих матричных элементов, легко вычислить скорость двухфотонной генерации электрон-дырочных пар:

$$W_s^{(2)} = \frac{16\pi P^2}{9\hbar} \left(\frac{eA_0}{c} \right)^4 \sum_{j=h,l,s} F_{c,vj}. \quad (3)$$

где формфункция двухфотонных переходов из валентной зоны vj в зону проводимости c дается выражением

$$F_{c,vj} = \frac{1}{R^2} \sum_{\beta_1, \beta_0} \frac{\xi_{\beta_1}^2 \xi_{\beta_0}^2 T_{\beta_1, \beta_0}^{c,vj}}{(\xi_{\beta_1}^2 - \xi_{\beta_0}^2)^2} (l_1 \delta_{l_1, l_0+1} + l_0 \delta_{l_1, l_0-1}) \delta \left(\frac{\hbar^2 \xi_{\beta_1}^2}{2m_c R^2} + \frac{\hbar^2 \xi_{\beta_0}^2}{2m_{vj} R^2} + E_{vj} - 2\hbar\omega \right), \quad (4)$$

$$T_{\beta_1, \beta_0}^{c,vj} = \left| \frac{1}{m_c} \left(\frac{\hbar^2 (\xi_{\beta_0}^2 - \xi_{\beta_1}^2)}{2m_c R^2} + \hbar\omega - i\hbar\gamma_{c\beta_0} \right)^{-1} + \frac{1}{m_{vj}} \left(\frac{\hbar^2 (\xi_{\beta_0}^2 - \xi_{\beta_1}^2)}{2m_{vj} R^2} + \hbar\omega + i\hbar\gamma_{vj\beta_0} \right)^{-1} \right|^2. \quad (5)$$

В (3) и (4) индексами β_1 и β_0 для простоты обозначены пары квантовых чисел $n_1 l_1$ и $n_0 l_0$ соответственно, m_{vj} - эффективная масса дырки в j -й подзоне, $E_{gj}=E_g$ при $j=h,l$ и $E_{gs}=E_g+\Delta_{so}$. При выводе (3) предполагалось, что исследуемые образцы содержат большое число квантовых точек со случайной ориентацией кристаллографических осей по отношению к вектору поляризации света и было проведено усреднение по этой ориентации. Важным свойством рассматриваемых двухфотонных переходов являются правила отбора. Согласно (4) возможна генерация только таких электрон-дырочных пар, для которых огибающие волновые функции электрона и дырки обладают квантовыми числами $l_1 m_1$ и $l_0 m_0$ соответственно, удовлетворяющими соотношениям $\Delta l=l_1-l_0=\pm 1$ и $\Delta m=m_1-m_0=0,\pm 1$. Таким образом, правила отбора для однофотонных и двухфотонных переходов отличаются друг от друга.

Выражение (3) для скорости двухфотонной генерации электрон-дырочных пар применимо к полупроводникам симметрии O_h и T_d .

В то же время в материалах второго типа существует второй важный канал двухфотонных переходов с правилами отбора, как у однофотонных. Этот канал описывает переходы, для которых промежуточные состояния принадлежат зонам, отличным от c и v_j , и существует благодаря тому, что в полупроводниках без центра инверсии (например, T_d) двухфотонные переходы разрешены в дипольном приближении. [5. с.65-67].

Приближение эффективной массы основано на предположении, что явно учитываемые зоны (в нашем случае c и v_j) отделены от остальных достаточно широкой энергетической щелью ΔE . Критерием применимости метода эффективной массы для описания двухфотонных переходов является неравенство $2\hbar\omega \ll \Delta E$. Его выполнение позволяет представить матричные элементы (2) в виде произведения независимых от частоты ω констант и квадратичной комбинации декартовых компонент векторного потенциала. Для

группы симметрии T_d лишь одна такая константа Q отлична от нуля. Тогда усредненная скорость генерации электрон-дырочных пар в случайно ориентированных квантовых точках

$$W_{Td}^{(2)} = \frac{4\pi Q^2}{15\hbar} \left(\frac{eA_0}{c\hbar} \right)^4 \sum_{j=h,l,s} \Phi_{c,vj}, \quad (6)$$

где

$$\Phi_{c,vj} = \sum_{n,l} (2l+1) \delta \left(\frac{\hbar^2 \xi_{nl}^2}{2\mu_j R^2} + E_{gj} - 2\hbar\omega \right). \quad (7)$$

Из (7) следует, что этот канал двухфотонных переходов удовлетворяет тем же правилам отбора, что и однофотонные переходы, т.е. $n_1=n_0=n$, $l_1=l_0=l$, $m_1=m_0=m$.

Из-за эффекта размерного квантования скорости генерации электрон-дырочных пар $W_s^{(2)}$ и $W_{Td}^{(2)}$ обладают линейчатым энергетическим спектром, который представляет собой суперпозицию вкладов от переходов из трех валентных зон в зону проводимости (см. (3) и (6)).

Следует отметить, что положение линий в спектре $W_{Td}^{(2)}$ и спектре скорости однофотонной генерации электрон-дырочных пар $W_s^{(1)}$ совпадают друг с другом (если $2\hbar\omega$ в (7) заменить на $\hbar\omega$), поскольку последняя скорость в случае четырехзонной модели определяется теми же форм-функциями $\Phi_{c,vj}$, что и двухфотонная скорость $W_{Td}^{(2)}$. На рис. 6 изображены низкоэнергетические спектры форм-функций $\Phi_{c,vj}$ (а) и $F_{c,vj}$ (б), рассчитанные по формулам (7) и (4) для двух значений радиуса квантовой точки $R=1.6$ и 2.5 нм. Расчеты выполнялись для кристалла CdS кубической модификации со

следующими параметрами: $\Delta_{so}=0.075$ эВ, $E_g=2.42$ эВ, $m_c=0.205m_0$, $m_{vh}=1.348m_0$, $m_{vl}=0.192 m_0$, $m_{vs}=0.33m_0$, $\gamma=\gamma_\beta=0.06$ эВ.

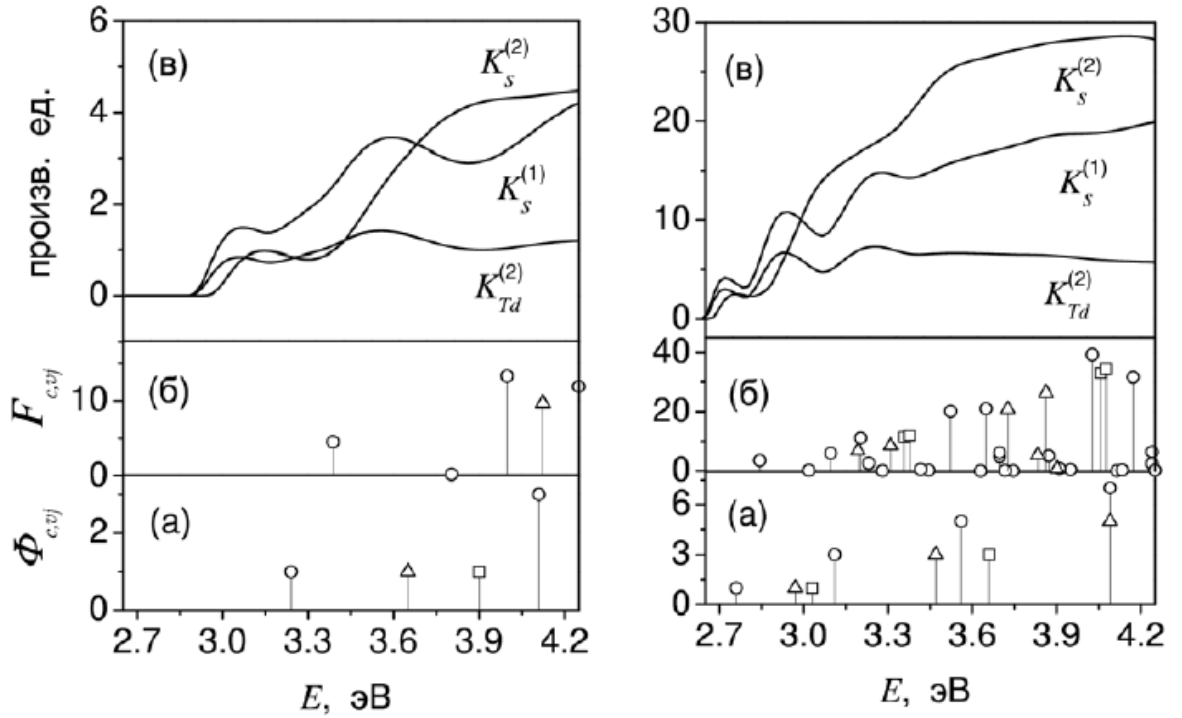


Рис. 6 а, б – спектры формфункций $\Phi_{c,vj}$ (а) и $F_{c,vj}$ (б) для квантовой точки на основе кристалла CdS кубической модификации. Круги, треугольники и квадраты соответствуют переходам из валентных зон v_h , v_l и v_s в зону проводимости c . в – спектры коэффициентов поглощения $K_s^{(2)}$, $K_{Td}^{(2)}$ и $K_s^{(1)}$ для системы квантовых точек. $E = \hbar\omega$ для $\Phi_{c,vj}$ и $K_s^{(1)}$; $E = 2\hbar\omega$ для $F_{c,vj}$, $K_s^{(2)}$ и $K_{Td}^{(2)}$. Левая панель соответствует $R=R_0=1.6$ нм, правая панель – $R=R_0=2.5$ нм.

Спектры $\Phi_{c,vj}$ и $F_{c,vj}$ обладают как сходными, так и существенно различными чертами. С одной стороны, у всех спектров имеется низкоэнергетический порог, сдвигающийся к высоким энергиям при уменьшении радиуса квантовой точки. Когда это имеет место, энергетическая

плотность линий или число линий в заданном энергетическом диапазоне уменьшается. С другой стороны, из-за различных правил отбора, положение линий в спектрах $\Phi_{c,vj}$ и $F_{c,vj}$ не совпадают друг с другом. В частности, порог в спектре $F_{c,vj}$ имеет место при энергиях больших, чем в спектре $\Phi_{c,vj}$. Поведение амплитуд линий в зависимости от радиуса квантовой точки также различно для $\Phi_{c,vj}$ и $F_{c,vj}$. $\Phi_{c,vj}$ -амплитуды не зависят от R и определяются только величиной $2l+1$, в то время как $F_{c,vj}$ -амплитуды являются сложными функциями R . Зависимость этих функций от R иллюстрируется рис.7, где показана амплитуда линии для перехода $vh,1,1 \rightarrow c,1,0$. Здесь второй и третий индексы соответствуют n и l . [3. с.183]

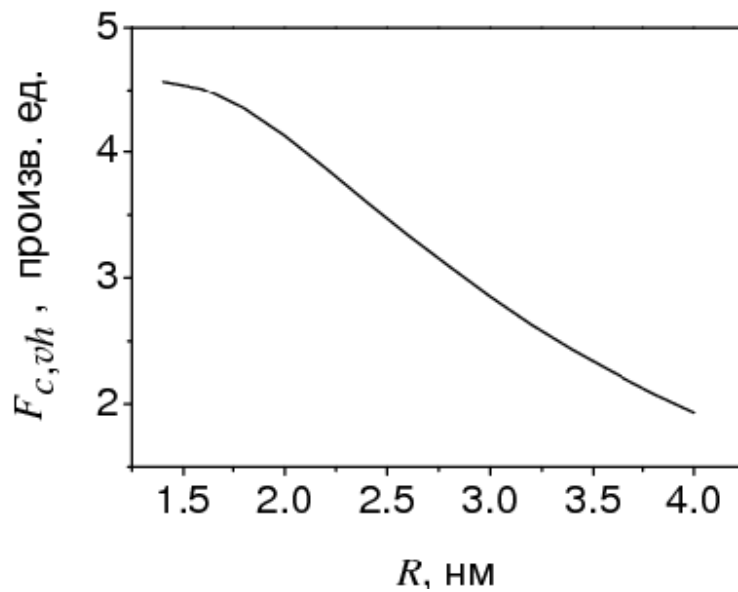


Рис. 7 Зависимость амплитуды линии $F_{c,vj}$, соответствующей нижайшему двухфотонному переходу $vh,1,1 \rightarrow c,1,0$, от радиуса квантовой точки.

Для кубической модификации CdS с перечисленными выше параметрами этот переход является самым низкоэнергетическим. Форма кривой на рис. 7 определяется двумя факторами, первый из которых, R^{-2} , связан с внутризонным

матричным элементом , а второй обусловлен зависимостью от R энергетического знаменателя в выражении (5).

Другим важным отличием $W_s^{(2)}$ от $W_{Td}^{(2)}$ и $W_s^{(1)}$ является ее сложная зависимость от эффективных масс носителей заряда. Как следует из уравнения (7) , эффективные массы контролируют только спектральное положение линий для $W_{Td}^{(2)}$ и $W_s^{(1)}$. Скорости $W_{Td}^{(2)}$ и $W_s^{(1)}$ зависят от приведенной эффективной массы электрона и дырки $\mu_j = m_c m_{vj} / (m_c + m_{vj})$ таким образом, что при уменьшении μ_j вклад от v_j -зоны в полный спектр сдвигается к высоким энергиям , в то время как последовательность линий, связанная с этой зоной, остается неизменной. Совершенно другое поведение демонстрирует $W_s^{(2)}$, которая зависит от величин m_c и m_{vj} по отдельности. При этом, кроме высокоэнергетического сдвига спектра как целого с уменьшением m_c или m_{vj} , последовательность линий, контролируемая отношением m_{vj}/m_c , может меняться. Например, если $m_{vj}/m_c=1$, каждая линия является дублетом. В отличие от $W_{Td}^{(2)}$ и $W_s^{(1)}$, амплитуды линий $W_s^{(2)}$ зависят от эффективных масс носителей.

Используя приведенные выше результаты, легко вычислить коэффициент двухфотонного поглощения в среде, содержащей квантовые точки одного размера. Для этого достаточно умножить соответствующую скорость двухфотонной генерации электрон-дырочных пар на энергию, поглощаемую в одном переходе $2\hbar\omega$, и на концентрацию квантовых точек N , а затем разделить полученное выражение на интенсивность света I . Если же экспериментально исследуемые образцы представляют собой системы случайно ориентированных квантовых точек, обладающих размерной дисперсией, то для получения коэффициента двухфотонного поглощения, как и в случае однофотонных переходов, необходимо выполнить размерное усреднение соответствующих скоростей генерации электрон-дырочных пар

$$K_s^{(2)} = 2\hbar\omega \frac{N}{I} \int dR f(R) W_s^{(2)}, \quad K_{Td}^{(2)} = 2\hbar\omega \frac{N}{I} \int dR f(R) W_{Td}^{(2)}. \quad (8)$$

На рис. 6 в показаны спектры коэффициентов двухфотонного поглощения $K_s^{(2)}$ и $K_{Td}^{(2)}$ квантовых точек с распределением Лифшица-Слезова для средних радиусов $R_0=1.6$ и 2.5 нм. Там же для сравнения изображен спектр однофотонного поглощения. Важной особенностью распределения Лифшица-Слезова является его резкая асимметрия, которая приводит к сдвигу положений максимумов коэффициентов поглощения по отношению к положению соответствующих линий в $W_s^{(1)}$, $W_s^{(2)}$ и $W_{Td}^{(2)}$.

Важно отметить, что полный коэффициент двухфотонного поглощения для квантовых точек из полупроводника без центра инверсии является суммой $K_{fs}^{(2)} = K_s^{(2)} + K_{Td}^{(2)}$. Таким образом, крайне сложно обнаружить сдвиг между $K_{fs}^{(2)}$ и $K_s^{(1)}$ в экспериментально измеряемых спектрах.

Проведенный анализ спектроскопии одно- и двухфотонного поглощения квантовыми точками показал, что эти оптические методы дают лишь качественную информацию об электронной структуре нанокристаллов. Это связано с достаточно большим неоднородным уширением оптических спектров квантовых точек. Для детального исследования уровней размерного квантования необходимо использовать другие методы, позволяющие в значительной степени подавить эффект неоднородного уширения. К ним относятся - спектроскопия сужения линий флуоресценции, спектроскопия выжигания долгоживущих провалов в контуре поглощения и спектроскопия возбуждения фотолюминесценции. [7. с.149-154]

Заключение

С каждым днём мы всё чаще слышим по телевизору, видим в интернете, новости, связанные с квантовыми точками. Огромное количество исследований уже проведено в области наноструктур. Но с каждым днём открываются всё новые факты. Много неизученного и загадочного, остаётся в такой области наноструктур, как квантовые точки. В своём заключении я хочу осветить последние новости, связанные с квантовыми точками.

Квантовые точки нашли свое применение в медицине - новейшие результаты исследования показывают, что они способны проникать сквозь иммунный барьер организма .

Прорыв в фотогальванике может повысить эффективность солнечных электростанций на 35%, причем стоимость солнечных панелей не возрастет. Эффективно конкурировать с традиционными электростанциями позволят полупроводники с квантовым точками .

Компания «MarketsandMarkets» предоставила новый доклад по исследованию под названием «Рынок квантовых точек (КТ) - Глобальный прогноз и анализ (2012 - 2022)». В данном докладе исследователи прогнозируют, что рынок квантовых точек в период с 2012-го по 2022-ой года вырастит на 55,2 %, достигнув к 2022-му году значения в \$ 7.480.250.000, сообщает «PC-News.info» .

Список использованных источников

- 1) Борисенко В.Е., Толочко Н.К. Наноматериалы и нанотехнологии. - М.: БГУ, 2008. С.459.
- 2) И.А. Карпович. Квантово-размерные гетеронаноструктуры на основе GaAs.- Н.Н.: -2001 г.с.345.
- 3) Л.Е. Воробьёв. Оптические свойства наноструктур. - С.-П.: «Наука», 2001 г. С.267.
- 4) А.Я. Шик. Физика низкоразмерных систем.- С.-П.: «Наука», 2001 г. С.288.
- 5) Методические указания к лабораторным работам: «Процессы микро- и нано-технологий/ сост.: П.Ю. Белявский, С.Ф. Карманенко, А.А. Никитин, А.А. Семёнов, А.В. Тумаркин. СПб.: Изд-во СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2013, 67 с.
- 6) А.В.Федоров. Физика и технология гетероструктур, оптика квантовых наноструктур. Учебное пособие. – СПб: СПбГУ ИТМО., 2009. С. 195.
- 7) Л. Новотный, Б. Хехт, «Основы нанооптики», Издательство ФИЗМАТЛИТ, Москва, Россия, 2009.
- 8) Виноградов, А. В. Зеркальная рентгеновская оптика / А. В. Виногра-Брытов, А. Я. Грудский и др.; Под общ. ред. А. В. Виноградова. –Л.: Машиностроение, 2013 – 463 с.
- 9) Методические указания к лабораторным работам: «Процессы микро- и нано-технологий/ сост.: П.Ю. Белявский, С.Ф. Карманенко, А.А. Никитин, А.А. Семёнов, А.В. Тумаркин. СПб.: Изд-во СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2013, 67 с.
- 10) Леденцов, Н. Н. Гетероструктуры с квантовыми точками: получение, свойства, лазеры / Н. Н. Леденцов, В. М. Устинов, В. А. Щукин и др. // ФТП – 2014 –Т. 32 № 4 – С.385-410.