

Министерство науки и высшего образования РФ
Федеральное государственное бюджетное образовательное
Учреждение высшего профессионального образования

Томский государственный университет
систем управления и радиоэлектроники

Давыдов В.Н.

ПОЛУПРОВОДНИКОВАЯ ОПТОЭЛЕКТРОНИКА.

Учебное пособие

Томск 2022

Давыдов, Валерий Николаевич

ПОЛУПРОВОДНИКОВАЯ ОПТОЭЛЕКТРОНИКА: Учебное пособие / Давыдов В.Н.
– Томск: Томск. гос. ун-т систем упр. и радиоэлектроники, 2022. - 87 с.

Излагаются физические основы, принципы работы, а также топология приборов современной полупроводниковой оптоэлектроники, использующих свойства наноразмерных объектов типа квантовых ям, квантовых проволок и квантовых точек. В изложении сделан акцент на описание физических процессов формирования электрических и оптических свойств гетероструктур, а также их отличия от объектов микроэлектроники.

В первых главах даётся определение наиболее важных параметров полупроводников, определяющих применимость физических моделей для описания их свойств. Особое внимание уделено рассмотрению длины волны де Бройля. Показаны физические причины эффекта размерного квантования в гетероструктурах с потенциальными ямами, а также основные изменения их энергетического и долинного спектров при ограничении движения электронов по одной, двум и трём координатам. Проанализирована роль внутренних электрических полей на свойства нанобъектов. Указаны потенциальные преимущества элементов оптоэлектроники, использующих квантовые ямы, квантовые проволоки, квантовые точки и их комбинации.

В последующих главах приведены сведения о механизмах токопротекания в элементах наноэлектроники, их особенностях и связанные с этим эффекты кулоновской блокады, осцилляции Блоха. Дано краткое описание оптических свойств квантовых ям и квантовых точек. В конце пособия рассматривается физическое содержание эффектов, которые используют для управления световыми потоками: эффект Франца – Келдыша, эффект двулучепреломления в объёмных кристаллах и в нематических жидких кристаллах, а также эффект Штарка в наноразмерных структурах.

Одобрено на заседании каф. электронных приборов, протокол № 15 от 01.09.2020

© Давыдов В.Н., 2022

© Томск. гос. ун-т систем упр.
и радиоэлектроники, 2022

СОДЕРЖАНИЕ

1	ГЛАВА 1 ИСТОРИЯ И РАЗВИТИЕ ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ	5-6
2	ГЛАВА 2 ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ ФИЗИКИ НАНОСИСТЕМ	7
	2.1 Характерные длины в мезоскопических системах 2.2 Основные объекты нанoeлектроники: ямы, проволоки, и точки..... 2.3. Контрольные вопросы по главе 2.....	7-10 10-11 11
3	ГЛАВА 3 ФИЗИКА СИСТЕМ ПониЖЕННОЙ РАЗМЕРНОСТИ	12
	3.1 Основные положения..... 3.2 Двумерные квантовые наноструктуры..... 3.2.1 Энергетический спектр двумерных наноструктур..... 3.2.2 Плотность электронных состояний в двумерных системах.. 3.2.3 Прямоугольная потенциальная яма конечной глубины..... 3.2.4 Параболическая и треугольная квантовые ямы..... 3.2.5 Ограничение числа уровней размерного квантования в ямах различного профиля..... 3.3 Одномерные наноструктуры - квантовые проволоки..... 3.3.1 Энергетический спектр квантовых проволок..... 3.3.2 Плотность состояний в одномерной наноструктуре..... 3.4 Нульмерные объекты - квантовые точки 3.4.1 Основные свойства квантовых точек..... 3.4.2 Базовые методы получения квантовых точек 3.4.3 Перспективные методы получения квантовых точек..... 3.5 Напряженные слои в нанобъектах..... 3.5.1 Влияние упругих напряжений на структуру валентной зоны 3.5.2 Поляризационные явления в наноразмерных гетероструктурах..... 3.6 Экситонные эффекты в квантовых ямах..... 3.7. Контрольные вопросы по главе 3.....	12 12-25 12-15 15-18 18-19 19-21 21-25 25-28 25-27 27-29 29-33 29-30 30-32 32-33 33-37 35-36 36-38 38-39 39-40
4	ГЛАВА 4 НАНОСТРУКТУРЫ И СВЕРХРЕШЁТКИ	41
	4.1 Структура полевого транзистора..... 4.2 Гетеропереходы..... 4.2.1 Гетеропереходы с модулированным легированием..... 4.2.2 Напряженные гетероструктуры на основе SiGe..... 4.3 Квантовые ямы..... 4.3.1 Множественные квантовые ямы 4.4 Сверхрешётки..... 4.4.1 Концепция сверхрешеток..... 4.4.2 Классификация сверхрешеток..... 4.4.3 Энергетический спектр сверхрешетки..... 4.4.4 Модель сверхрешетки Кронига – Пенни. Расщепление зон..... 4.5 Контрольные вопросы по главе 4.....	41-42 42-46 42-43 43-44 45 45-46 46-52 46 46-48 49 49-52 52
5	ГЛАВА 5 ПРОЦЕССЫ ПЕРЕНОСА ЗАРЯДА В НАНОСТРУКТУРАХ	53

	В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ	
	5.1 Продольный перенос..... 5.1.1 Механизмы рассеяния электронов..... 5.1.2 Продольный перенос горячих электронов..... 5.2 Поперечный перенос..... 5.2.1 Резонансное туннелирование в наноструктурах..... 5.2.2 Токопротекание в сверхрешетках в поперечных электрических полях..... - Блоховские осцилляции..... - Штарковские лестницы..... - Отрицательное дифференциальное сопротивление..... 5.3 Квантовый перенос в наноструктурах..... 5.3.1 Токопротекание в квантовых ямах..... 5.3.2 Токопротекание в квантовых проволоках. Формула Ландауэра..... 5.3.3 Токопротекание в квантовых точках. Кулоновская блокада.... 5.4 Контрольные вопросы по главе 5.....	53-54 53-54 54 54-56 55-56 56-59 56-58 58 58-59 59-66 59-63 63-65 65-67 68
6	ГЛАВА 6 ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НИЗКОРАЗМЕРНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР	69
	6.1 Вводные замечания..... 6.2 Особенности люминесценции в квантовых ямах..... 6.2.1 Описание рекомбинации с помощью произведения концентраций..... 6.2.2 Описание рекомбинации с помощью обратной суммы обратных величин концентраций..... 6.3 Оптические свойства квантовых ям и сверхрешеток..... 6.4 Оптические свойства квантовых точек..... 6.5 Контрольные вопросы по главе 6.....	69 69-73 69-71 71-73 73-75 75-76 77
7	ГЛАВА 7 ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ДЛЯ УПРАВЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ	78
	7.1 Общие сведения об электрооптических эффектах в квантовых точках..... 7.2 Общие сведения об электрооптических эффектах в сверхрешетках..... 7.3 Эффекта Франца – Келдыша в оптоэлектронике..... 7.4 Эффект двулучепреломления в оптоэлектронике..... 7.4.1 Двулучепреломление в анизотропных 3D кристаллах..... 7.4.2 Двулучепреломление в жидких кристаллах..... 7.5 Квантоворазмерный эффект Штарка в оптоэлектронике..... 7.6 Контрольные вопросы по главе 7.....	78 78-79 79-82 82-80 82-83 83-85 85-86 86
8	СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ	86-87

СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ СОКРАЩЕНИЙ

АСМ	- атомно-силовая микроскопия;
ВАХ	- вольтамперная характеристика;
ВТСП	- высокотемпературная сверхпроводимость;
ВИР	- время излучательной рекомбинации;
ГС	- гетероструктура;
ЖК	- жидкий кристалл;
КП	- квантовая проволока;
КТ	- квантовая точка;
КЯ	- квантовая яма;
МКЯ	- множественные квантовые ямы;
МОП	- металл – окисел – полупроводник;
МЛЭ	- молекулярно – лучевая эпитаксия;
ОСОВ	- обратная сумма обратных величин;
СТМ	- сканирующая туннельная микроскопия;
УРК	- уровни размерного квантования;

ГЛАВА 1 ИСТОРИЯ И РАЗВИТИЕ ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ

Основной задачей оптоэлектроники является физико-техническое и конструкторское обеспечение устройств информатизации: приема-передачи информации, ее обработки и хранения, а также отображения в удобном для восприятия виде. В первоначальном своем определении оптоэлектроника представляет собой отдельное научно-техническое направление в рамках электронной техники, в котором используются эффекты и процессы, объединяющие электронные и оптические свойства твердых тел. Важно, что в этом объединении определяющая роль отводится оптическим явлениям, а микроэлектроника входит в это объединение своей хорошо развитой технологией изготовления элементов.

Как и все объекты природы, электронная техника имеет свою диалектику развития, сопровождающегося накоплением количественных изменений с последующим качественным переходом в новое состояние, в котором сохраняются перспективные свойства предыдущего своего состояния. Поэтому можно проследить причины, по которым зарождение оптоэлектроники стало объективной необходимостью, а также предугадать основные этапы развития нового научно-технического направления.

В шестидесятые годы XX века в электронике возникла кризисная ситуация, связанная с низкой надежностью сверхсложных электронных схем (прежде всего электронно-вычислительных машин и вычислительных комплексов), их большими габаритами и высоким энергопотреблением. Эта кризисная ситуация была преодолена с помощью идей и технологий интегральной микроэлектроники. В результате их развития появились микросхемы различного назначения, содержащие в себе сотни тысяч транзисторов. Последующее развитие и совершенствование техники, ориентированное преимущественно на решение информационных задач, создание вычислительной техники, показало, что многие их проблемы средствами микроэлектроники решаются неоптимальным способом. В первую очередь это касалось принципов функционирования устройств ввода-вывода информации, увеличения скорости обработки информации и памяти компьютера, отображения информации, увеличения емкости соединительных кабелей при одновременном уменьшении их массовесовых показателей. Применение же в этих случаях оптических свойств и оптических явлений в твердых телах способно решить возникшие задачи более просто как технически, так и с получением более высоких параметров создаваемого устройства информационной системы. Появление идеи создания устройств, объединяющих в себе оптические и электрические явления в системах приема, обработки и хранения информации, можно считать зарождением оптоэлектроники. Это объединение предопределено тем, что более 90% информации, получаемой электрическими методами в информационных системах, человек получает через зрение. Поэтому улучшение интерфейса человека с компьютером фактически определяет прогресс человечества.

Рассмотрим с общих позиций, какие преимущества св электронном приборостроении улит совместное использование оптических и электрических явлений:

- высокая частота оптических колебаний позволяет создавать исключительно быстродействующие и широкополосные устройства. Так, в одном оптическом луче можно создать миллионы независимых каналов передачи информации с полосой до 10^6 Гц;
- использование оптического канала для связи блоков, например, информационно-вычислительного устройства позволяет получить высокую помехозащищенность при одновременно предельно высокой скорости передачи информации;
- появляется возможность проведения с передаваемым сигналом чисто оптических преобразований (например, интерференции света на специально созданных неоднородностях оптически параметров кристалла), что значительно упрощает схему функционального преобразования входного сигнала;
- ввиду того, что параметры оптических сигналов зависят не только от времени, но и от пространственных координат, в устройствах оптоэлектроники имеется

возможность работать одновременно со всем оптическим изображением, а не с отдельными его участками, как это делается в микроэлектронике.

Для оптоэлектроники характерно совместное использование только таких электронных и оптических явлений, которые физически глубинным образом связаны между собой. Особенно наглядно эту связь можно обнаружить в твердых телах на примере взаимопревращения оптического излучения в электрический ток и обратно. Действительно, генерация излучения в полупроводниковом лазере или светодиоде – это электронное явление. Но известно и обратное явление – получение электрической энергии в полупроводниках при их освещении. Пока число используемых в оптоэлектронном приборостроении явлений сравнительно невелико. Однако список явлений, которые могут быть использованы для создания приборов оптоэлектроники, уже сейчас довольно широкий и, к тому же, постоянно пополняется вновь обнаруженными явлениями, например, в нанобъектах. К таковым можно отнести электрооптический эффект, эффект Фарадея, эффект Франца-Келдыша, эффект Штарка и т.д. Важно отметить, что используемые оптические и электрические свойства могут быть как классическими, так и квантовыми. Следовательно, в общем случае современную оптоэлектронику уже сейчас можно рассматривать как фотонэлектронику.

Важно также, что для изготовления приборов оптоэлектроники конца XX – начала XXI века в качестве материала использовались кристаллические материалы так, что физические принципы функционирования таких приборов основывалось на свойствах объемных материалов и их контактов с другими полупроводниками, металлами, диэлектриками. По этой причине стратегическим направлением улучшения параметров приборов оптоэлектроники являлось уменьшение размеров активной области прибора. К началу XXI века был достигнут технологический предел уменьшения размеров (около 0.1 мкм). Выяснилось, что в приборах столь малых размеров лавинообразно нарастает число новых физических эффектов, а диапазон линейных размеров 0.1 – 0.05 мкм - это некий фундаментальный предел, за которым поведение свободных носителей подчиняется не классическим, а квантовыми законами. При размерах активной области оптоэлектронного элемента обнаружено много новых оптических и электрических свойств нанобъектов, связанных с интерференцией электронных волн, образованием стоячих волн. В случае их применения в оптоэлектронике это позволили бы резко повысить быстродействие, уменьшить размеры и энергопотребление прибора, получить возможность управлять его спектральными и электрическими свойствами.

В настоящее время идет интенсивное исследование свойств нанобъектов, полученных на основе твердых тел различного физико-химического состава. Количество публикаций по вопросам наноматериалов и нанотехнологий растёт экспоненциально, число журналов по этой тематике за последние 10 лет увеличилось по нескольким десяткам. За результаты исследований нанобъектов присуждено шесть Нобелевских премий. По мнению ведущих экспертов, развитие нанoeлектроники определит облик XXI века подобно тому, как это имело место с открытием атомной энергии, компьютеров, изобретением лазеров. Развитие оптоэлектроники на основе нанотехнологий позволит ей стать фотонно-ориентированной электроникой, т.е. комбинацией фотоники и электроники. При этом особенно перспективным является использование квантовых свойств наноразмерных объектов для улучшения эксплуатационных параметров и расширения функциональных возможностей приборов оптоэлектроники.

Наступило время оптонанoeлектроники, рассмотрению физических свойств приборов которой посвящено данное учебное пособие.

ГЛАВА 2 ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ ФИЗИКИ НАНОСИСТЕМ

2.1 Характерные длины в мезоскопических системах

Мезоскопической физикой называют физику явлений в структурах, размеры которых являются промежуточными между макроскопическими и микроскопическими (близкими к атомным) объектами. Иногда такие объекты называют мезоскопическими или *наноструктурами*, поскольку их размеры составляют от единиц до сотни нанометров ($10^{-7} \div 10^{-9}$) м. В таких структурах проявляются волновые свойства электронов, вследствие чего их поведение зависит от геометрии исследуемого объекта. В этих условиях поведение электронов напоминает поведение электромагнитной волны в волноводе.

При описании поведения электронов в таких системах удобно ввести несколько характеристических длин так, что при размерах твердых объектов, меньших этих длин, в системах проявляются новые свойства, отличные от свойств макроскопических объектов. Физическая сущность этих свойств определяется квантово-механической природой электронов, хотя ясно, что плавное увеличение размеров должно дать переход от квантово-механических свойств к классическим.

Наиболее часто встречаемые характеристические параметры длины в мезоскопических системах таковы.

1. Длина волны де Бройля

Из квантовой механики известно, что электрону с импульсом p соответствует волна с длиной λ_B , которая называется волной де Бройля:

$$p = h/\lambda_B .$$

Импульс связан с энергией частицы: $E = m_e^* v^2 / 2 = p^2 / (2m_e^*)$ Отсюда найдем: $p = \sqrt{2m_e^* E}$.

Тогда для длины волны де Бройля получим выражение:

$$\lambda_B = \frac{h}{\sqrt{2m_e^* E}} . \quad (1)$$

Видно, что длина волны де Бройля обратно пропорциональна квадратному корню из эффективной массы электрона, которая может быть во много раз меньше массы покоя электрона $m_0 = 9.1 \cdot 10^{-31}$ кг. Так, в широко используемом полупроводниковом соединении InSb $m_e^* = 0.014 \cdot m_0$. Из выражения (1) следует, что чем меньше эффективная масса электрона в твердом теле, тем с больших размеров этого тела проявляются квантово-механические свойства электрона. Поскольку эффективная масса электрона зависит от его подвижности, то и длина волны де Бройля также зависит от подвижности носителя заряда, а также от величины прикладываемого электрического поля. Чем они меньше, тем проще наблюдать в данном веществе квантовые свойства данного типа свободного носителя заряда.

Поясним сущность этого параметра, проанализировав его физическое содержание. В соответствии с волновой механикой любой движущийся объект можно описать как движение объекта с сосредоточенной массой и обладающего кинетической энергией движения – корпускулой или как распространение бегущей волны. Оба представления правомерны, но каждый из них целесообразен в определенных условиях. В случае волнового описания важным параметром является длина волны. Её назвали длиной волны де Бройля и рассчитывают по выражению (1). На величину длины волны де Бройля одинаково влияют масса электрона и его энергия, под которой понимается кинетическая энергия: чем больше эти параметры, тем меньше длина де Бройля. Энергию движения и массу объединяет один параметр частицы – его квазиимпульс. Поэтому объяснение эффекта размерного квантования энергии частицы удобнее проводить, рассматривая только величину её квазиимпульса

$p = h / \lambda_B = m \cdot v$. Следует различать волновое описание движущегося объекта и эффект размерного квантования его энергии. Волновое описание относится ко всем объектам материального мира, в котором движущуюся массу сопоставляют с одним или несколькими волновыми процессами. Эффект же размерного квантования – это частный случай волнового описания состояния, например, электрона с известным значением его энергии, помещенного в потенциальную яму размерами, сопоставимыми с длиной волны этого электрона.

Итак, анализируя выражение (1), можно сделать следующие выводы.

а). Если **квазиимпульс электрона велик, то длина его волны (де Бройля) мала**. Квазиимпульс большой, когда и масса, и скорость движения обе большие или одна из этих величин большая. Примером такой ситуации могут служить

- тяжёлые частицы, разогнанные до высоких скоростей (большие энергия и масса).

Пример: объект массой $m = 1,0$ кГ движется со скоростью 10^6 м/с. Тогда длина волны де Бройля такого объекта составит порядка 10^{-20} нанометра. Волны с такой длиной в макромире наблюдать невозможно, что указывает на невозможность наблюдения волновых свойств макрообъектов. Значит, такой объект мы воспринимаем как корпускулу;

- объекты типа атомов или молекул при их тепловом движении (большая масса).

Пример: объект массой $m = 10^{-3}$ кГ движется со скоростью 10^0 м/с. Тогда длина волны де Бройля такого объекта составит около 10^{-10} нм. Такой объект в макромире будет также проявлять только корпускулярные свойства.

- электроны, разогнанные в ускорителе до десятков МэВ (только большая энергия).

Пример: объект массой $9.1 \cdot 10^{-31}$ кГ движется со скоростью 10^9 м/с. Длина волны де Бройля такого объекта составит около 10^{-4} нм. Столь малая длина волны технически не может быть зарегистрирована и потому такую частицу целесообразно рассматривать как корпускулу.

б). Если же **квазиимпульс мал, то длина его волны будет большой** и удобной для измерений. Импульс же мал, если и масса, и скорость движения частицы малы.

Пример: движение свободного электрона в твердом теле с эффективной массой, например, в 10 раз меньше массы покоя со скоростью 10^5 м/с. Это состояние электрона можно описать с помощью бегущей волны с длиной волны около 10^1 нм, что экспериментально наблюдаемо. Такую частицу рассматривают как волну.

Из приведённого рассмотрения следует, что диапазон значений массы частицы и её энергии, в пределах которого состояние свободной частицы можно описать с помощью волны, весьма ограничен: малые массы и малые энергии. При других значениях получаемые длины волн оказываются технически не регистрируемыми.

И теперь самое важное – в каких экспериментах можно зарегистрировать волны нанометрового диапазона, а значит и использовать волновые свойства электрона?

Волновая природа частицы технически может быть обнаружена, например, по поведению частицы в ограниченном объёме твердого тела типа потенциальной ямы. В потенциальной же яме могут существовать только стоячие волны – только они имеют стационарное распределение в пространстве ямы. Бегущие же волны, не удовлетворяющие этому условию, невозможно заставить войти в яму. В последнем случае отсутствие бегущих волн с произвольной длиной волны интерпретируют как быстрое их затухание. Для образования стоячей волны необходимо, чтобы половина длины волны была кратна ширине ямы L . Волн, удовлетворяющих данному условию, будет много, каждая из которых будет соответствовать определённому значению энергии электрона в потенциальной яме. В практических приложениях наиболее интересна волна с минимальной энергией, которая

соответствует основному (невозбужденному) энергетическому состоянию частицы в яме. Её длина волны самая большая и равная удвоенному значению L . Она наиболее доступна к наблюдению, регистрации ввиду её низкой частоты и низкой энергии. По этим причинам её выделяют на фоне других длин волн. Это и есть **длина волны де Бройля**. Если размеры потенциальной ямы будут заметно меньше длины волны де Бройля, то это приведёт к тому, что все уровни размерного квантования в яме будут подняты вверх по энергии, что соответствует увеличению энергии состояний, а значит, согласно (1), уменьшению λ_B .

1. Длина свободного пробега электрона

Электрон, движущийся в твердом теле, испытывает многочисленные столкновения с дефектами кристаллической решетки (фононами, примесными атомами, дефектами структуры, границами раздела). Эти столкновения являются неупругими, поэтому их результатом является изменение энергии и квазиимпульса электрона. **Длина свободного пробега электрона** - это среднее расстояние, проходимое электроном между соседними соударениями:

$$\ell_e = v_n \cdot \tau_e.$$

Здесь v_n - скорость электрона;

τ_e - время между соударениями.

Типичное значение длины свободного пробега электрона в объемных полупроводниках составляет $1 \text{ мкм} = 10^3 \text{ нм}$.

2. Длина экранирования

В случае идеального диэлектрика, свободного от подвижных заряженных частиц экранирование внешнего электростатического потенциала осуществляется по гиперболическому закону: $\varphi(r) \cong A/r$. В несобственных полупроводниках приложение внешнего электрического поля вызывает движение электронов и дырок, направленное на устранение этого поля в объеме полупроводника. Таким способом полупроводник стремится уменьшить полную энергию и тем самым достичь состояния термодинамического равновесия при наличии внешнего поля. Подвижные электроны максимально близко подходят к источнику электрического поля, экранируя его. Но при близком расположении электронов между ними возникают силы кулоновского расталкивания, что увеличивает толщину слоя электронов, экранирующих внешнее поле. К этому также следует добавить тепловые флуктуации их движения, что также увеличивает толщину этого слоя. В результате внешний источник поля оказывается окруженным слоем свободных электронов толщиной λ_φ . Можно показать, что изменение потенциала с расстоянием происходит по экспоненциальному закону $\exp(-r/\lambda_\varphi)$, в показателе степени которого фигурирует параметр λ_φ , называемый **длиной экранирования**. Он определяется следующим выражением:

$$\lambda_\varphi = \sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0 kT}{q^2 n_0}}, \quad (2)$$

где использованы стандартные обозначения:

ε - относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника;

$\varepsilon_0 = 8.85 \times 10^{-14} \text{ Ф/см}$ - диэлектрическая проницаемость вакуума;

$k = 1.38 \times 10^{-23} \text{ Дж/К}$ - константа Больцмана;

T - абсолютная температура в Кельвинах, K ;

$q = 1.6 \times 10^{-19}$ - элементарный заряд (электрона); $Kл$;

n_0 - равновесная концентрация электронов, $1/\text{см}^{-3}$.

Из выражения (2) видно, что величину длины экранирования увеличивают тепловые колебания решетки и кулоновское расталкивание электронов. В обычных полупроводниках

длина экранирования составляет от 10 до 100 нм, а ее значение характеризует степень подавления флуктуаций заряда в полупроводниках. Как результат, закон уменьшения потенциала с расстоянием в действительности содержит как кулоновскую составляющую ($1/r$), так и экранирующую:

$$\varphi_{\text{э}} = \gamma \left[\exp\left(\frac{-r}{\lambda_{\text{э}}}\right) / r \right].$$

Заметим, что вторая составляющая закона уменьшения потенциала с расстоянием значительно сильнее первой.

3. Длина локализации

Рассмотрим перенос заряда в неупорядоченной системе, где кроме блоховских делокализованных состояний, когда электроны свободно перемещаются в межатомном пространстве, могут существовать локализованные состояния – это состояния, при которых электрон находится на орбите какого-либо атома или иона. Поэтому в разупорядоченных твердых телах по крайней мере часть электронов может двигаться, совершая «прыжки» между локализованными состояниями. Для описания прыжкового механизма переноса заряда пользуются волновой функцией электрона в виде:

$$\psi = \exp(-r/\lambda_{\text{loc}}),$$

где параметр λ_{loc} - называется **длиной локализации**.

Ясно, что для электропроводности, осуществляемой прыжками по локализованным состояниям, необходимо перекрытие их волновых функций.

4. Длина фазовой когерентности

Если размеры рассматриваемой структуры сопоставимы с длиной волны де Бройля, то такая структура является мезоскопической. Следовательно, поведение электронов в ней можно описывать законами квантовой механики, в частности, уравнением Шредингера. Из этого уравнения можно найти волновую функцию электрона. При неупругом соударении электрона в такой структуре изменяется его энергия и квазиимпульс, а также фаза его волновой функции. **Длина фазовой когерентности** L_{ψ} определяется как расстояние, проходимое электроном без изменения фазы, описывающей движение его волны. Ясно, что интерференционные эффекты волн электронов могут наблюдаться, если частицы движутся на расстояние порядка или меньше, чем L_{ψ} .

2.2 Основные объекты нанoeлектроники: ямы, проволоки, и точки

Если частица находится в твердом теле, размеры которого меньше или сопоставимы с одной из перечисленных выше характерных длин, то электроны в таком теле будут вести себя достаточно сложно с точки зрения их физического толкования. Особенно серьезные изменения в поведении частиц будут иметь место, если размеры твердого тела будут меньше длины волны де Бройля.

Рассмотрим энергетическое состояние электрона, помещенного в кристалл размерами L_x , L_y , L_z . В зависимости от соотношения размеров кристалла и характеристического параметра λ_B возможны следующие ситуации.

1. $\lambda_B \ll L_x, L_y, L_z$. В этом случае поведение электрона в кристалле ничем не отличается от его поведения в обычных трехмерных (3D) полупроводниках.

2. $\lambda_B > L_x$ и одновременно $L_x \ll L_y, L_z$. Этой ситуации соответствует двумерный (2D) полупроводник, с квантованием свойств электронов вдоль оси x . Такие мезосистемы называются **квантовыми ямами (КЯ)**.

3. $\lambda_B > L_x, L_y$ и одновременно $L_x, L_y \ll L_z$. Такая система соответствует одномерному (1D) случаю или **квантовой проволоке (КП)**, направленной вдоль оси z .

4. $\lambda_B > L_x, L_y, L_z$. В этом случае говорят о нульмерном (0D) полупроводнике, который называют **квантовой точкой (КТ)**.

5. **Множественные квантовые ямы.** Данный объект наноэлектроники представляет собой несколько идентичных квантовых ям, изготовленных на одной подложке для подобного прибора. Принципиальным обстоятельством множественных квантовых ям является такое их взаимное расположение, при котором их взаимодействие за счёт обмена носителями заряда посредством туннелирования полностью исключалось. Увеличение числа квантовых ям имеет своей целью увеличение производительности прибора за счёт простого суммирования параметров отдельных ям.

6. **Сверхрешётка.** Этот объект наноэлектроники подобен множественным квантовым ямам с тем лишь отличием, что в сверхрешётках квантовые ямы располагаются на малом удалении друг от друга. Этим способом создавалась электрическая связь между ними, обеспечивая преобразование электрических и оптических свойств квантовых ям.

Указанные элементы наноэлектроники являются базовыми, увеличивая их число и регулируя взаимодействие между ними, создаются новые элементы, основанные на квантовых эффектах в твердых телах. К таким элементам можно отнести комбинированные квантовые ямы прямоугольной и треугольной формы, сверхрешетки различных типов. Комбинация наноэлементов с элементами 3D электроники позволяет создавать приборы оптоэлектроники с высокими параметрами (светодиоды с множественными квантовыми ямами, полупроводниковые лазеры и их матрицы на основе двойных гетероструктур или квантовых точек), новыми функциональными возможностями (фотоэлементы и матрицы для регистрации инфракрасного излучения, работающие при комнатных температурах и т.д.).

2.3. Контрольные вопросы по главе 2

1. Что описывает длина волны де Бройля?
2. Как зависит длина волны де Бройля от энергии движущейся частицы?
3. Как зависит длина волны де Бройля от массы движущейся частицы?
4. В чём различие между волновым описанием состояния частицы и эффектом размерного квантования её энергии?
5. Что такое длина экранирования заряда в полупроводнике?
6. Что такое квантовая яма и как она изготавливается?
7. В чём различие между квантовой ямой и множественными квантовыми ямами?
8. Что такое квантовая проволока, чем она отличается от квантовой ямы и как она создаётся?
9. Что такое квантовая точка, чем она отличается от квантовой проволоки и как она создаётся?
10. Что такое сверхрешётка, чем она отличается от множественных квантовых ям и как её изготавливают?

ГЛАВА 3 ФИЗИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВ ПОНИЖЕННОЙ РАЗМЕРНОСТИ

3.1 Основные положения

В течение последних двух десятков лет основные направления исследования физики твердого тела направлены на изучение полупроводниковых структур, размеры которых хотя бы в одном направлении сопоставимы с длиной волны де Бройля для электронов λ_B и с другими характеристическими длинами, рассмотренными ранее. Для большинства практически важных случаев этот характеристический размер лежит в диапазоне от 1 до 100 нм ($10^1 - 10^3$) Ангстрем. В объектах таких размеров обнаружены явления квантовой природы: квантовый эффект Холла, квантовая проводимость, кулоновская блокада и т.д.

В современной оптоэлектронике широко используются многослойные структуры с тонким слоем полупроводника, например GaAs, заключенного между двумя слоями другого полупроводника, имеющего более широкую запрещенную зону (например, AlGaAs). В этом случае на границе раздела со стороны GaAs возникает потенциальная яма для электронов. Если размеры ямы сопоставимы с λ_B , то энергия электрона в яме будет квантоваться. Это приводит к появлению в этих структурах новых свойств, которые могут быть использованы для создания новых приборов и устройств твердотельной электроники. Так, протекающие в результате квантования процессы переноса уже стали основой для разработки транзисторов типа MODFET, которые обладают очень высоким быстродействием.

Приведенный пример показывает полезность изучения электрических явлений в низкоразмерных полупроводниковых структурах не только для развития физики твердого тела, но и для разработки новых электронных приборов, обладающих высокими эксплуатационными параметрами.

3.2 Двумерные квантовые наноструктуры

3.2.1 Энергетический спектр двумерных наноструктур

Одной из наиболее часто используемых полупроводниковых структур является трехслойная структура, образованная пленкой арсенида галлия нанометровой толщины, окруженной с двух сторон слоями алюмината арсенида галлия $Al_xGa_{1-x}As$ и обладающего большей шириной запрещенной зоны. Так, при $x = 0.3$ ширина запрещенной зоны этого материала равна 2.0 эВ, в то время как запрещенная зона GaAs составляет всего 1.4 эВ. В результате возникает профиль потенциальной энергии электрона, по форме близкий к прямоугольному (рис.1) с высотой барьера равной 0.4 эВ (для электронов) и 0.2 эВ (для дырок). В действительности потенциальный барьер имеет более сложную форму, поскольку потенциал решетки зависит от межатомного расстояния. Однако для многих практически важных случаев можно рассматривать потенциал, усредненный по нескольким межатомным расстояниям (это *приближение огибающей функции*). Как видно из рис. 1, из-за наличия боковых стенок движение электронов и дырок в направлении оси z , перпендикулярном яме, невозможно, а двух других направлениях (x и y), лежащих параллельно плоскости границы раздела движение носителей ничем не ограничено.

Поведение электронов в системах, где их движение ограничено вдоль одного направления, приводит к известной квантово-механической задаче о движении частицы в так называемой *потенциальной яме* с бесконечно высокими стенками. Последнее нужно для того, чтобы частица ни при каких обстоятельствах не могла бы выйти за пределы потенциальной ямы. Из квантовой механики известно, что рассмотрение этой задачи может быть проведено на основании стационарного уравнения Шрёдингера:

$$\hat{H}\Psi(\vec{r}) = E\Psi(\vec{r}), \quad (3.1)$$

где оператор Гамильтона $\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m_e^*} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + V(z)$.

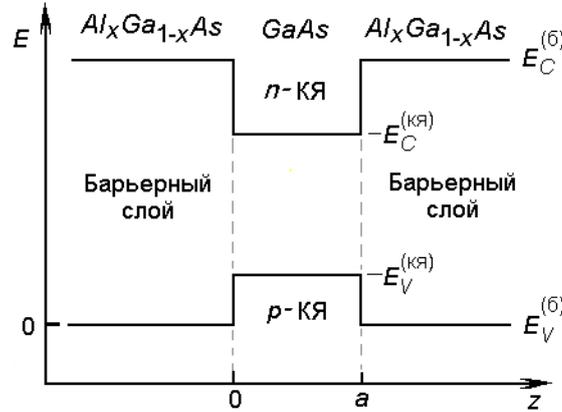


Рисунок 1 - Энергетическая диаграмма квантовой ямы из GaAs, образованной двумя слоями широкозонного материала

Потенциальная энергия электрона в квантовой яме $V(z) = 0$ внутри потенциальной ямы ($0 < z < a$) и $V(z) \rightarrow \infty$ за ее пределами – потенциальные барьеры слева и справа от ямы имеют бесконечную высоту. Здесь обозначено: a – ширина потенциальной ямы вдоль оси z . Подставляя этот гамильтониан в уравнение Шредингера (3.1), получим дифференциальное уравнение второй степени, описывающее все возможные стационарные состояния электрона в яме через волновую функцию электрона и стационарное значение его энергии

$$-\frac{\hbar^2}{2m_e^*} \cdot \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + (V - E)\Psi = 0.$$

За пределами квантовой ямы это уравнение дает нулевую волновую функцию. В пределах же квантовой ямы имеем $V = 0$, что приводит к дифференциальному уравнению второго порядка

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + \left(\frac{2m_e^*}{\hbar^2} E \right) \Psi = 0,$$

из которого находят волновые функции и уровни энергий состояний электронов в виде:

$$\Psi_n = \left(\frac{2}{a} \right)^{1/2} \sin\left(\frac{\pi n z}{a} \right), \quad (3.2)$$

$$E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_e^* a^2} n^2, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (3.3)$$

Здесь обозначено:

m_e^* - эффективная масса электрона при его движении вдоль оси z .

При получении волновых функций и собственных значений энергии использованы граничные условия: на границах квантовой ямы в точках $z = 0$, $z = a$, волновая функция и ее первая производная обращаются в нуль:

$$\Psi(z=0) = \Psi(z=a) = 0,$$

$$\Psi'(z=0) = \Psi'(z=a) = 0.$$

Это связано с требованием непрерывности волновой функции и ее производной на протяжении всей оси z .

Вид полученной волновой функции (3.2) указывает на ее волновой характер с числом экстремумов, равных числу n , а также на её отсутствие в материал барьера слева и справа от квантовой ямы.

Из выражения для значений энергии электрона в квантовой яме (3.3) можно сделать несколько важных выводов относительно поведения системы. Прежде всего, ясно, что квантовые свойства электрона в узких потенциальных ямах (малые значения a) должны ярко проявляться в структурах, в которых эффективная масса электронов мала. Рассматриваемые нами структуры из арсенида галлия в этом отношении оказываются подходящими, т.к. в этом материале $m_e^* = 0.067m_0$. Другими словами, квантовые эффекты легче наблюдать в системах с высокой подвижностью электронов (или большой длиной свободного пробега). Кроме того, ясно, что квантовые эффекты легче наблюдать при низких температурах, что снижает вероятность рассеяния, а значит, увеличивает их длину свободного пробега.

Однако в реальности квантовая яма является трехмерным объектом, а не одномерным. Учет свободное движение электронов по двум другим направлениям в структуре. В соответствии с предложенной схемой описания рассматриваемое движение электрона в квантовой яме ограничено лишь в одном измерении, а в двух других оно свободно и аналогично наблюдаемому в трехмерных кристаллах. Движение по каждому из трёх направлений является независимым. Поэтому можно записать полную волновую функцию электрона в виде произведения волновых функций по отдельным осям:

$$\Psi = \Psi_x \cdot \Psi_y \cdot \Psi_z, \quad (3.4)$$

где волновые функции Ψ_x и Ψ_y являются решениями стационарного уравнения Шредингера для свободного электрона, т.е. описывают бегущую волну по осям x и y . Волновая функция Ψ_z представляет собой решение уравнения Шредингера, но для частицы в потенциальной яме $V(z)$ и удовлетворяет уравнению (3.2). Энергия электрона является аддитивной величиной и при движении в трёхмерном пространстве полная энергия электрона в потенциальной яме есть сумма энергий по трём перпендикулярным направлениям:

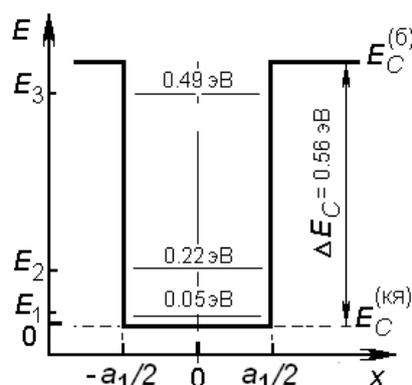


Рисунок 2 - Энергетический спектр состояний электрона в прямоугольной квантовой яме

$$E(k_x, k_y, n) = \frac{\hbar^2}{2m_x^*} (k_x^2 + k_y^2) + \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_z^* a^2} n^2, \quad (3.5)$$

Здесь ΔE_C - глубина ямы для электронов,

$\Delta E_C^{(б)}$, $\Delta E_C^{(кя)}$ - дно зоны проводимости барьера и квантовой ямы.

Квазинепрерывные значения k_x и k_y вычисляются из граничных условий, как и в случае свободных электронов в трехмерном кристалле, а принимает значения $n = 1, 2, 3, \dots$. На рис.2 показаны дискретные уровни энергии E_n в гетероструктуре из барьеров GaN - InGaN для движения электронов по оси z .

Для каждого значения n имеется своя энергетическая долина (подзона зоны проводимости, например). Заметим, что в квантовой яме минимальная энергия электрона E_1 не равна нулю, что противоречит классической физике, но согласуется с законами квантовой механики, так как значение $E_1 = 0$ нарушало бы принцип неопределенности Гейзенберга. Для квантовых ям значение $E = E_1$ называют *нулевой энергией*.

Таким образом, энергетический спектр двумерных систем является анизотропным: при движении электрона вдоль стенок барьера энергетический спектр представляет собой зонный спектр 3D полупроводника с зоной проводимости, валентной зоной и запрещенной зоной. Единственное отличие 2D от 3D систем заключается в ширине зон разрешенных значений энергии. В двумерном случае они должны быть меньшей ширины, чем в объемном и соотноситься между собой как 2 : 3.

3.2.2 Плотность электронных состояний в двумерных системах

Известно, что многие свойства твердого тела (спектр излучения и спектр поглощение электромагнитного излучения, перенос заряда) зависят не только от структуры энергетического спектра, но и от вида функции плотности состояний, характеризующей концентрацию этих состояний в единичном интервале энергий. В электронной 3D-системе эта функция имеет степенной вид - $\sqrt{E_c - E}$, $\sqrt{E - E_v}$ в зависимости от того, в какой зоне разрешенных зон рассматриваются состояния.

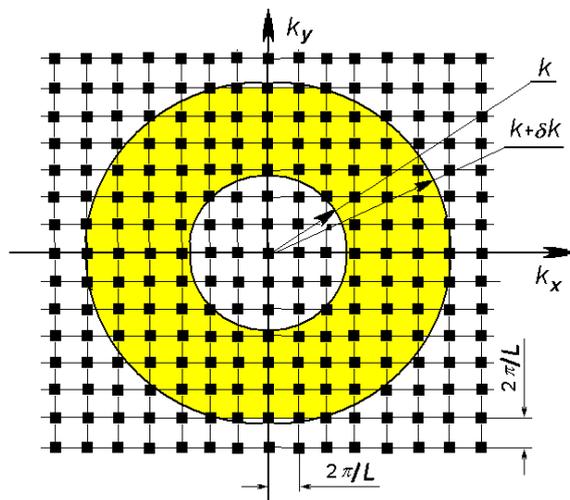


Рисунок 3 - Распределение разрешённых состояний электронов в пространстве квазиимпульсов (k_x, k_y)

Найти распределение плотности состояний по энергии, рассматривая только энергетическую диаграмму, не представляется возможным. Предлагается решить поставленную задачу через рассмотрение распределение состояний в k -пространстве, поскольку известно, что в пространстве квазиимпульсов состояния распределены дискретно и равномерно. На рис.3 разрешённые состояния показаны в виде точек. Можно видеть, что в 2D-системе разрешенные значения k_x и k_y изменяются с периодичностью $2\pi/L$, где L – размер образца

(для простоты он взят квадратным) по осям x и y . Тогда число состояний в k – пространстве внутри кольца, заключенного между окружностями с радиусами k и $k + dk$, будет равно:

$$S(k + dk) - S(k) = \pi(k + dk)^2 - \pi k^2 = \pi k^2 + 2\pi k \cdot dk + \pi \cdot dk^2 - \pi k^2 \approx 2\pi k \cdot dk.$$

Чтобы определить плотность состояний в k -пространстве, разделим число состояний в кольце толщиной dk на площадь ячейки: $(2\pi/L_x) \cdot (2\pi/L_y) = (2\pi/L)^2$. Тогда

$$n_{2D}(k)dk = \frac{2\pi k \cdot dk}{(2\pi/L)^2}.$$

Плотность состояний в k -пространстве на единичную длину ($L = 1$) составит

$$n_{2D}(k) = \frac{k}{2\pi}. \quad (3.6)$$

По определению функция плотности состояний в подзоне определяет число состояний в интервале энергий δE . Поэтому определим функцию $n_{2D}(E)$ так, чтобы

$$n_{2D}(E) \cdot \delta E = n_{2D}(k) \cdot \delta k, \quad (3.7)$$

Известно, что E и k связаны между собой соотношением

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*}.$$

Дифференцируя данное выражение по квазиимпульсу, найдем:

$$\delta E = 2 \frac{\hbar^2 k}{2m_e^*} \cdot \delta k, \quad \frac{\delta k}{\delta E} = \frac{m_e^*}{\hbar^2 k}.$$

Подставляя полученный результат в выражение (3.7), окончательно получим:

$$n_{2D}(E) = 2 \frac{k}{2\pi} \frac{\delta k}{\delta E} = 2 \frac{k}{2\pi} \frac{m_e^*}{\hbar^2 k} = \frac{m_e^*}{\pi \hbar^2}. \quad (3.8)$$

Из выражения (3.8) следует, что плотность состояний в 2D-системе не зависит от энергии, т.е. является постоянной величиной. Покажем, что для двумерной системы полная функция плотности состояний является ступенчатой с одинаковой высотой ступеней, начинающихся при энергиях E_n , соответствующих решению (3.3).

Графическое изображение функции состояний показано на рис. 4. Как следует из выражения (3.3), диапазон энергий от 0 до E_1 является запрещенным. При значениях энергии E из диапазона $E_1 < E < E_2$ электроны могут располагаться в подзоне с $n = 1$, где функция плотности, согласно выражению (3.8), равна $m_e^* / \pi \hbar^2$. В интервале между E_2 и E_3 электроны могут одновременно располагаться в двух подзонах с $n = 1$ и $n = 2$. Вследствие этого функция плотности удваивается и становится равной $2m_e^* / \pi \hbar^2$. Аналогично для других значений n .

Определим размерность функции плотности состояний:

$$[n_{2D}] = \left[\frac{m_n^*}{\hbar^2} \right] = \frac{кг}{Дж^2 c^2} = \frac{[E]/[v^2]}{Дж^2 c^2} = \frac{1}{Дж \cdot см^2}.$$

Полученный результат говорит о том, что функция плотности состояний есть число уровней разрешённых значений энергии в единичном энергетическом интервале на единичной

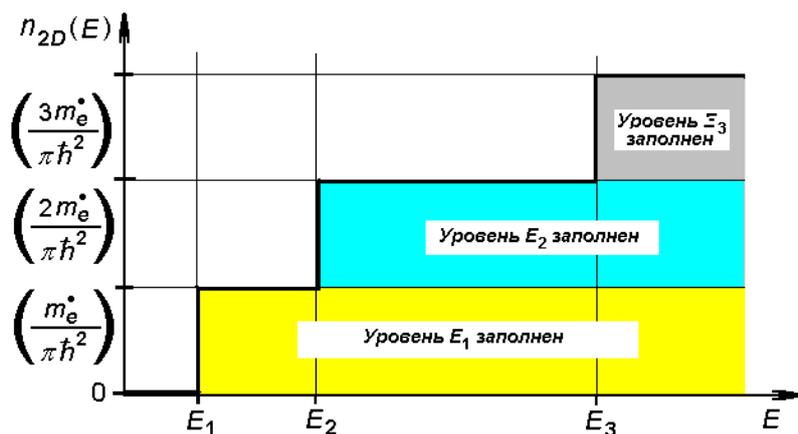


Рисунок 4 – Функция плотности электронных состояний прямоугольной квантовой ямы с тремя уровнями размерного квантования с рисунка 2

площади. По этой причине, сравнивая функции плотности для 2D и 3D систем, необходимо привести их к единой размерности, разделив функцию для квантовой ямы на её толщину. Тогда возможно численное сравнение плотностей состояний в полупроводниковых системах разной размерности. Однако возможность заполнения электронами состояний в 3D полупроводнике с энергиями между E_n свидетельствует о вместимости большего числа электронов в зону проводимости объемного материала по сравнению с квантовой ямой.

Для увеличения информационного сигнала, вырабатываемого прибором на основе квантовой ямы, необходимо увеличить число электронов, участвующих в формировании этого сигнала. Увеличить число электронов в яме заданного физико-химического состава можно только увеличением её толщины a , с ростом которой уменьшается расстояние между соседними уровнями энергии и растёт число уровней, помещающихся в яму заданной глубины. На рис.5 для сравнения показан энергетический спектр двух ям разной толщины из $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, причём $a_2 = 2a_1$. Из рисунка следует, что двукратное увеличение толщины квантовой ямы приводит к степенному росту числа уровней размерного квантования.

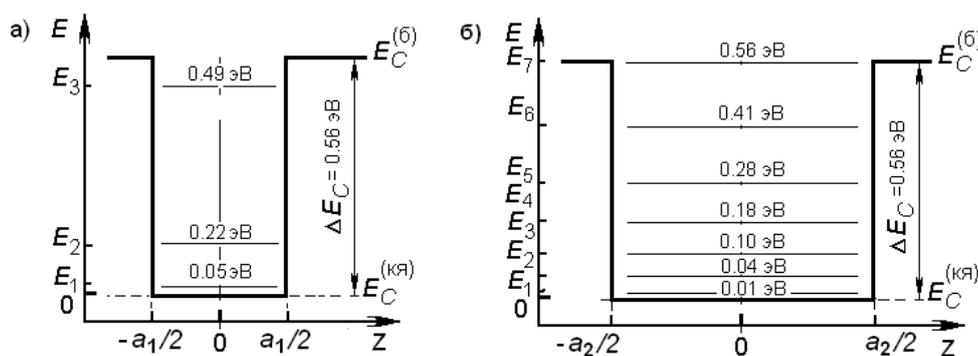


Рисунок 5 - Влияние ширины прямоугольной квантовой ямы на энергетический спектр разрешённых состояний электронов

Относительная доля кинетической энергии в общей энергии электрона зависит от номера подзоны, к которой принадлежит данный электрон, и описывается выражением (3.5). Например, при одном и том же значении энергии в интервале между E_1 и E_2 электроны с подзоны с $n = 2$ обладают большей энергией в z -направлении, чем электроны подзоны с $n = 1$ с энергией E_1 . Поэтому для движения электронов подзоны с $n = 2$ в плоскости (k_x, k_y) остается меньше энергии, чем для подзоны с $n = 1$. Это является следствием представления энергии в виде (3.5).

В заключение заметим, что в литературе в энергетическом спектре квантовой ямы рисуют уровни энергии E_c и E_v , используемые при построении энергетической диаграммы объемного материала квантовой ямы. Эти уровни следует рассматривать не как реально существующие в квантовой яме, а как демонстрационные, указывающие на взаимно расположение уровней энергии в собственно квантовой яме и в объемном материале ямы.

3.2.3 Прямоугольная потенциальная яма конечной глубины

В предыдущем параграфе, решая задачу о поведении электронов и дырок в наноструктуре из GaAs, получены выражения для волновой функции и собственных значений энергии электронов в квантовой яме. При этом предполагалось, что потенциальная яма имеет бесконечно высокие стенки. В реальных материалах, глубина всегда имеет конечную глубину. Тем не менее, для практических приложений можно использовать результаты модельной задачи, если не рассматривать очень высокие уровни энергии для электронов (большие n).

Обозначая для краткости записи глубину потенциальной ямы ΔE_C величиной V_0 , подразумевается, что при $E < V_0$ имеем дело со связанными состояниями (т.е. электроны захвачены и удерживаются в потенциальной яме), а при $E > V_0$ имеем дело с непрерывными делокализованными состояниями, в которых электроны могут свободно двигаться вдоль оси z . Так как эта задача обладает инверсной симметрией относительно центра квантовой ямы, эту точку удобно выбрать за начало отсчета z -координаты. Понятно, что волновые функции связанных состояний внутри потенциальной ямы при этом должны иметь тот же вид, что и для ямы бесконечной глубины, т.е. соответствующие им решения могут сохранять свою симметричность или несимметричность, выражаясь через те же функции синусов и косинусов. С другой стороны, из квантовой механики известно, что решения для пространства вне потенциальной ямы, полученные из решения уравнения Шредингера при потенциальной энергии V_0 , должны представлять собой экспоненциально убывающие функции. Поэтому в случае барьеров конечной высоты решения для волновых функций в квантовой яме будем искать в виде линейных комбинаций именно этих функций:

$$\Psi_n(z) = \begin{cases} D \exp(kz); & z < -a/2. \\ C \cos(kz), C \sin(kz); & -a/2 < z < a/2. \\ D \exp(-kz); & z > a/2. \end{cases} \quad (3.9)$$

$$\text{где } k = \left(\frac{2m_e^* E}{\hbar^2} \right)^{1/2} \text{ - в яме; } k = \left(\frac{2m_e^* (V_0 - E)}{\hbar^2} \right)^{1/2} \text{ - вне ямы.}$$

При выводе выражений (3.9) предполагается, что эффективная масса электрона одинакова в потенциальной яме и вне нее. Это допущение достаточно точное по двум причинам:

- вещество GaAs и AlGaAs близки по своим физико-химическим свойствам;
- из-за различия запрещенных зон и их взаимного расположения для квантовой ямы и барьера вероятность проникновения волновых функций за границы раздела для низших состояний мала.

При решении этой задачи, необходимо учитывать, что волновая функция $\Psi(z)$ должна быть непрерывна во всём диапазоне значений координаты z . Значит, ее решения в виде (3.9) и их производные должны совпадать при $z = \pm a/2$. Из этого требования можно получить трансцендентное уравнение, решаемое численными методами. Из получаемого таким способом решения можно сделать несколько важных выводов (см. рис. 6):

- для одномерной ямы всегда можно найти, по крайней мере, одно связанное состояние независимо от того, насколько мала глубина квантовой ямы V_0 ;

- для слабосвязанных состояний (n - велико) коэффициент убывания k в экспоненте (3.9) невелик, что указывает на проникновение волновых функций этих состояний в барьер на большие глубины;
- для связанных состояний (n мало) глубина проникновения в барьер AlGaAs мала.

В качестве примера практической реализации квантовой ямы на рис.6 показана топология полупроводниковой гетероструктуры из трёхкомпонентного соединения $Al_{0.48}Ga_{0.52}N$, помещённой в область пространственного заряда p - n перехода, образованного высоко легированными слоями другого трёхкомпонентного раствора $Al_{0.52}Ga_{0.48}N$.

р-эмиттер $Al_{0.52}Ga_{0.48}N$, 100 нм
Барьерный слой $Al_xGa_{1-x}N$, до 30 нм
Квантовая яма $Al_{0.48}Ga_{0.52}N$, 1-4 нм
Барьерный слой $Al_xGa_{1-x}N$, до 30 нм
п-эмиттер $Al_{0.52}Ga_{0.48}N$, 2 мкм
Буферный слой AlN , 20 нм
Сапфировая подложка, 500 нм

Рисунок 6 - Топология гетероструктуры в виде p - n перехода, содержащего барьерные слои и квантовую яму на основе $Al_xGa_{1-x}N$

3.2.4 Параболическая и треугольная квантовые ямы

Параболическая яма. Модель параболической квантовой ямы широко используется в физике твердого тела, поскольку она часто применяется для описания колебания атомов в кристаллической решетке, при квантовании которых и возникает представление о фононах. Кроме того, параболический потенциал возникает в задачах по взаимодействию магнитного поля с двумерной квантовой системой и возникновению циклотронного резонанса. Квантовые ямы с параболическим потенциалом могут быть реально получены методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Например, таким методом может быть получена слоистая структура из чередующихся пленок GaAs и $Al_xGa_{1-x}As$, в которых толщины пленок AlGaAs квадратично возрастают с расстоянием, а толщина пленок GaAs уменьшается в такой же пропорции. После выращивания половины толщины квантовой ямы закон изменения толщин меняется на обратный.

Известно, что разрешенные энергии для наиболее распространенного потенциала одномерного гармонического осциллятора

$$V(z) = \frac{1}{2} K^2 z^2 \quad (3.10)$$

являются эквидистантными (т.е. отстоят друг от друга на одну величину) и описываются выражением

$$E_n = \left(n - \frac{1}{2} \right) \cdot \hbar \omega_0, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (3.11)$$

где частоту ω_0 называют собственной угловой частотой, которая является функцией параметров квантовой ямы

Энергетический спектр разрешённых состояний электрона в яме, а также их волновые функции мало отличаются от известных для прямоугольной квантовой ямы. Основное

отличие спектра энергий от прямоугольной ямы заключается в одинаковом расстоянии между соседними уровнями энергии. Математически волновые функции описываются функциями Эрмита. Стоит отметить, что, как и в случае прямоугольной квантовой ямы, эти волновые функции симметричны и антисимметричны относительно середины ямы и экспоненциально затухают в запрещенной зоне слева и справа от ямы.

Треугольная яма. Треугольная потенциальная яма является одним из наиболее часто используемых приближений, поскольку потенциальный профиль поперек квантовых модулировано-легированных гетеропереходов из арсенида галлия имеет форму, близкую к

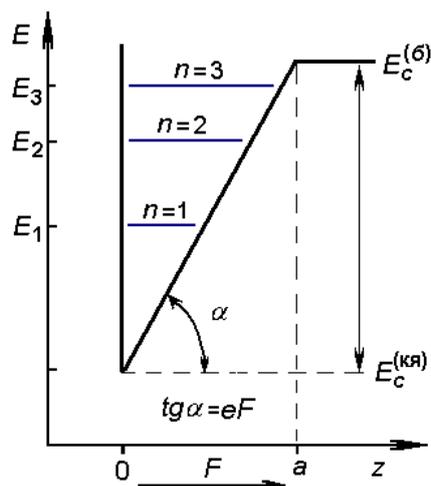


Рисунок 7 - Энергетический спектр электронов в КЯ треугольной формы

треугольной. Профиль, близкий к треугольному, реализуется также на межфазной границе со стороны полупроводника в МОП-структурах в режиме сильной инверсии и обогащения.

Будем считать, что барьер имеет форму, показанную на рис. 7: с левой стороны барьер считается бесконечно высоким, а с правой он возрастает по линейному закону:

$$V(z) = eFz, \quad \text{для } z > 0$$

$$V(z) = \infty, \quad \text{для } z < 0,$$

Здесь обозначено:

e – заряд электрона,

F - однородное электрическое поле.

Как и в предыдущих задачах, энергия и волновые функции состояний электронов находятся из решения уравнения Шредингера при граничном условии $\Psi(z=0) = 0$. В этом случае собственные значения энергии определяются известными в математике функциями Эйри. Пользуясь методом ВКБ (метод квазиклассического приближения), можно показать, что при малых значениях n справедливо выражение

$$E_n = \left[\frac{3}{2} \pi \left(n - \frac{1}{4} \right) \right]^{2/3} \left(\frac{e^2 F^2 \hbar^2}{2m_e^*} \right)^{1/3}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (3.13)$$

В данном случае есть отличие от результатов для ям других форм: в случае треугольной ямы расстояние между уровнями энергии с ростом номера уменьшается. Напомним, что в прямоугольной яме распределение плотности уровней размерного квантования обратная – с ростом номера состояния плотность падает по квадратичному закону.

3.2.5 Ограничение числа уровней размерного квантования в ямах различного профиля

Важным параметром, характеризующим эффект размерного квантования, является энергия низшего дискретного состояния, т.к. именно он определяет длину волны генерируемого света, ширину линии излучения. Другим важным параметром является число уровней размерного квантования с более высоким значением энергии и имеющим номера состояния от двух и более. Эти уровни производят захват носителей заряда, инжектируемых в активную область прибора, и тем самым повышают мощность генерируемого излучения. Теоретически число уровней размерного квантования ничем не ограничено, однако в реальных полупроводниковых гетероструктурах их рассчитанное число определяется, главным образом, глубиной потенциальной ямы, ее геометрическими размерами и обычно не превышает нескольких единиц. Если расчетный уровень размерного квантования по энергии окажется выше дна зоны проводимости барьерного слоя, то это означает, что, во-первых, электроны с таким значением энергии находятся вне КЯ и потому их энергия не квантуется. Во-вторых, он попадает в зону проводимости слоя вещества квантовой ямы, где спектр энергий фактически является непрерывным спектром энергии зоны проводимости 3D полупроводника.

В настоящее время в литературе отсутствуют данные о другой структуре зонного спектра КЯ, а также о других возможных причинах ограничения числа уровней.

В данном параграфе пособия рассматривается ограничение на число уровней размерного квантования в элементах нанoeлектроники, вызванное нарушением условия размерного квантования при высоких значениях энергии свободных носителей заряда.

Общие положения теории. Известно, что при размере потенциальной ямы меньше длины волны де Бройля из-за «тесноты» в яме электрон не может проявить свои корпускулярные свойства, поскольку не имеет возможность свободно перемещаться в кристалле, участвуя как в броуновском, так и дрейфовом движении. В таких стесненных условиях электрон проявляет себя как пакет волн, длины которых укладываются целое число раз по толщине КЯ (направлении квантования). Чем выше энергия электрона, тем большее число раз длина волны, описывающей состояние электрона, укладывается по толщине квантовой ямы. Номер стационарного состояния указывает на число полуволн, укладываемых в направлении квантования. Поскольку длин волн, удовлетворяющих условию образования стоячей волны по толщине ямы, может быть много, то число типов волн может быть большим, и ограничено глубиной потенциальной ямы.

Эффект преобразования свободного электрона из частицы в пакет стоячих волн, называют размерным квантованием, а потенциальные ямы с указанным свойством квантовыми. Ясно, что изменение поведения электрона с ростом или уменьшением толщины ямы происходит в некотором диапазоне значений толщин ям, включая их равенство длине волны де Бройля. Однако при создании приборов нанoeлектроники с КЯ вместо качественного критерия граничного условия размерного квантования необходим количественный критерий, в качестве которого в нанoeлектронике используется равенство обсуждаемых параметров. Поэтому изготавливаемые КЯ имеют толщину меньше длины волны де Бройля λ_B

$$\lambda_B = \frac{h}{\sqrt{2m_e^*E}}, \quad (3.14)$$

где h – постоянная Планка,

m_e^* - эффективная масса электрона,

E - энергия электрона.

На основании данного выражения обычно делают очевидный вывод, что эффекты размерного квантования технически проще наблюдать в веществах с малой эффективной

массой, например, таких как GaAs. При этом влияние энергии электрона на наблюдение квантования по необъяснимым причинам игнорируется, хотя оно аналогично влиянию массы электрона: уменьшение энергии электрона увеличивает λ_B , а увеличение E ее уменьшает.

Известно, что если свободный электрон попадает в прямоугольную яму размером $a < \lambda_B$, то его энергетический спектр из непрерывного преобразуется в дискретный с энергиями

$$E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_e^* a^2} n^2. \quad (3.15)$$

Параметр $n=1, 2, \dots$ указывает номер уровня размерного квантования. Выражение (3.15) показывает, что с увеличением номера состояния энергия электрона, находящегося на нем, и расстояние между соседними уровнями увеличиваются по параболическому закону.

Поскольку, согласно (3.14), длина волны де Бройля обратно пропорциональна корню из энергии электрона, то с ростом энергии соответствующая длина волны электрона уменьшается. Следовательно, может существовать такой номер состояния, начиная с которого условие размерного квантования в яме заданной толщины нарушится. Физически это означает, что в такой КЯ размерное квантование должно существовать только в области малых значений энергии электрона, тогда как на высоких уровнях энергии электрон должен иметь спектр, подобный спектру зоны проводимости 3D полупроводника.

Прямоугольная квантовая яма. В квантовой яме прямоугольной формы шириной a спектр энергий электрона описывается выражением (3.14). Для наблюдения размерного квантования при энергии электрона величиной E_n необходимо выполнение условия:

$$a \leq \frac{h}{\sqrt{2m_e^* E_n}}. \quad (3.16)$$

Подставляя в (3.16) выражение (3.15), получим

$$a \leq \frac{h}{\sqrt{2m_e^* \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_e^* a^2} n^2}} = \frac{2a}{n}. \quad (3.17)$$

Отсюда следует, что $n \leq 2$, т.е. эффект размерного квантования в прямоугольной КЯ приводит к появлению в ней не более двух дискретных уровней энергии: E_1 и E_2 .

На рис.8 показана энергетическая диаграмма КЯ с указанием трех областей энергий, отличающихся структурой энергетического спектра электрона. В области низких значений энергии эффект размерного квантования проявляется в полной мере, что отражается наличием в ней двух уровней энергий, вычисляемых по выражению (3.15). По мере увеличения энергии электрон попадает в область промежуточных состояний, именуемую мезообластью, в которой имеет место смешанное корпускулярно-волновое представление состояния электрона. Это отражено частичным расщеплением уровня энергии, поскольку корпускулярно-волновое описание электрона объединяет дискретность спектра, и его непрерывность, описываемую моделью Блоха. В результате такого объединения получается дискретно - непрерывный спектр энергий.

При еще более высоких энергиях, при которых длина волны де Бройля λ_B оказывается значительно меньше толщины КЯ, в суммарном дискретно-непрерывном спектре, характерном для мезообласти, размерное квантование полностью нивелируется, и спектр электрона в КЯ приобретает структуру зоны проводимости 3D полупроводника.

Из проведенного рассмотрения следует, что для получения узкого спектра излучения наноэлемента, например, при создании полупроводникового лазера глубины n -КЯ и p -КЯ должны быть такой величины, чтобы исключить верхние области спектра, оставив не более,

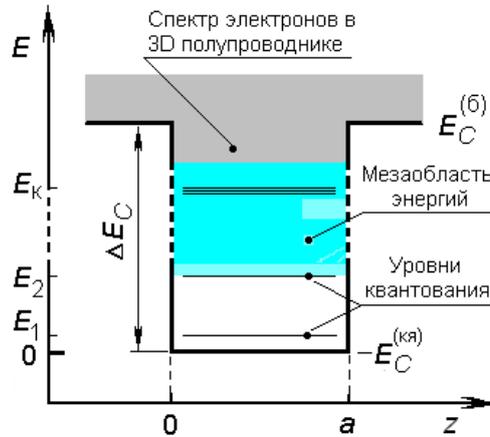


Рисунок 8 - Зонная диаграмма прямоугольной КЯ с ограничением числа уровней энергии

чем два дискретных уровня.

Треугольная квантовая яма. В треугольной квантовой яме (рис.2) энергии уровней размерного квантования вычисляются по выражению

$$E_n = \left[\frac{3}{2} \pi \left(n - \frac{1}{4} \right) \right]^{2/3} \cdot \left(\frac{q^2 F^2 \hbar^2}{2m_e^*} \right)^{1/3}. \quad (3.18)$$

Здесь обозначено:

F - величина электрического поля в квантовой яме.

Остальные обозначения общепринятые. Перепишем выражение (3.18) в виде

$$E_n = \left[\frac{9}{4} \pi^2 \left(n - \frac{1}{4} \right)^2 \cdot \left(\frac{qF\hbar}{\sqrt{2m_e^*}} \right) \right]^{2/3}.$$

Тогда условие наблюдения размерного квантования (3.16) запишется в виде

$$a^3 \leq \frac{9\hbar^2}{4\pi \cdot qF \cdot m_e^*} \frac{1}{\left(n - \frac{1}{4} \right)^2}$$

Отсюда найдем номер уровня,

выше которого условие квантования в треугольной яме нарушается:

$$n \leq \sqrt{\frac{9\pi \cdot \hbar^2}{a^3 qF \cdot m_e^*}} + \frac{1}{4} = 3 \sqrt{\frac{2}{\pi} \frac{E_1^{(пр)}}{qFa}} + \frac{1}{4}. \quad (3.19)$$

Здесь обозначено:

$E_1^{(пр)}$ - энергия первого уровня размерного квантования в прямоугольной яме,

определяемой по (3.15), той же ширины a , что и у треугольной.

Далее, в треугольной яме тангенс угла наклона стенки ямы, равный произведению заряда электрона на величину электрического поля, определяется шириной ямы a и ее энергетической глубиной ΔE_C : $qF = \Delta E_C / a$. Тогда выражение (3.19) запишется в виде:

$$n \leq 3 \sqrt{\frac{2 E_1^{(\text{пр})}}{\pi \Delta E_C}} + \frac{1}{4}. \quad (3.20)$$

Из данного выражения можно видеть, что под корнем стоит величина, всегда меньшая единицы, что в итоге приводит к значению порогового значения номера состояния не более трех. Проверим это на примере КЯ на основе барьера $In_{0.1}Ga_{0.9}N / GaN$, в котором глубина электронной ямы составляет 0.40 эВ, а первый уровень размерного квантования для

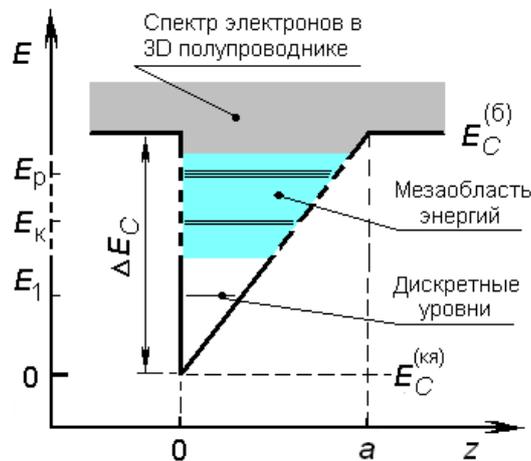


Рисунок 9 - Энергетическая диаграмма треугольной квантовой ямы с ограничением числа уровней размерного квантования

прямоугольной ямы шириной $a = 4$ нм имеет энергию $E_1^{(\text{пр})} = 0.11$ эВ. Тогда по выражению (3.20) предельное значение номера уровня в треугольной квантовой яме будет: $n \leq 3/\sqrt{2\pi} + 1/4 = 1.45$, т.е. должен наблюдаться лишь один уровень размерного квантования или, как максимум, два уровня. Численные значения фундаментальных параметров полупроводниковых материалов, используемых для изготовления гетероструктур с квантовыми ямами, одного порядка величины и потому приведенные результаты для $In_{0.1}Ga_{0.9}N / GaN$ качественно совпадают с результатами по ограничению числа уровней размерного квантования и для других материалов КЯ.

На рис. 9 приведен энергетический спектр электронов в треугольной КЯ, который, как и в случае прямоугольной КЯ, условно разделен на три области: при малых энергиях эффект размерного квантования проявляется в полной мере и приводит к появлению дискретных уровней энергии. При средних значениях энергии электронов в спектре должна наблюдаться межаобласть со смешанным корпускулярно-волновым описанием поведения электрона. В области высоких значений поведение электрона описывается в рамках зонной теории Блоха с известным дискретно-непрерывным спектром 3D полупроводника.

Таким образом, в треугольной квантовой яме дискретных уровней размерного квантования не может быть более трех. Уровни с более высокими значениями n будут представлять собой зоны из большого числа близко расположенных уровней, образованных в результате взаимодействия между собой атомов вещества квантовой ямы.

Результаты приведенного выше рассмотрения энергетического спектра свободного электрона, находящегося в квантовой яме, полностью применимы и к другим квантово-размерным объектам: квантовой проволоке и квантовой точке. В квантовой проволоке размерное квантование создано в двух направлениях и, следовательно, в каждом из них возможно ограничение числа уровней размерного квантования. Поскольку геометрические размеры квантовой точки по всем трем координатам меньше длины волны де Бройля, то квантование будет по всем трем координатам с возможным ограничением числа уровней.

Таким образом, установлено, что

- эффект ограничения числа уровней размерного квантования в нанобъектах основан на зависимости длины де Бройля от энергии свободной частицы: увеличение энергии частицы ведет к уменьшению длины де Бройля. Следовательно, при больших энергиях (состояниях с большим порядковым номером) размеры потенциального ящика могут стать меньше требуемых для проявления эффекта размерного квантования энергии частицы;

- в квантовых ямах прямоугольной формы условие размерного квантования выполняется только для двух уровней, а в квантовых ямах треугольной формы не более трех уровней. Полученный результат означает, что для указанных квантовых ям, глубина которых превышает указанные энергии, зонный спектр в зоне проводимости и в валентной зоне будет подобен спектру 3D полупроводника;

- ограничение числа уровней размерного квантования должно иметь место не только в квантовых ямах, но и квантовых проволоках и квантовых точках, поскольку во всех перечисленных нанобъектах принцип дискретизации спектра энергии свободного носителя заряда по одной, двум или трем пространственным координатам один и тот же – помещение носителя заряда в потенциальную яму размерами, меньшими длины де Бройля по одной или нескольким координатам.

3.3 Одномерные наноструктуры - квантовые проволоки

3.3.1 Энергетический спектр квантовых проволок

Рассмотренная выше модель двумерного электронного газа позволяет перейти к рассмотрению одномерного газа, в котором движение электронов ограничено сразу в двух измерениях (x и y) вследствие чего они могут свободно перемещаться только в одном направлении z , которое перпендикулярно плоскости xy . С формальной точки зрения такое движение описывается аналогично распространению электромагнитной волны.

Квантовую проволоку получают из квантовой ямы, изготовленной в виде сэндвича из двух слоёв широкозонного материала, между которыми находится тонкий слой материала с узкой запрещённой зоной, вытравливанием в веществе верхнего слоя сэндвича (вещество $A1$) и веществе квантовой ямы (вещество B) в виде широких канав до вещества нижнего слоя сэндвича (вещество $A2$). В результате вытравливания образуется планарная структура вида « $A2 - (A1+B+A2) - A2$ », в которой комбинация слоёв ($A1+B+A2$) с толщиной менее длины волны де Бройля образуют квантовую проволоку. Рисунок 8 поясняет сказанное. Свободное движение электронов будет вдоль её длины, а в плоскости, перпендикулярной длине, будет иметь место размерное квантование энергии электрона.

Чтобы определить поведение свободных носителей, инжектированных в квантовую проволоку, необходимо вычислить их энергетический спектр.

Предположим, что ограничивающий движение электронов потенциал является функцией $r = (x, y)$, т.е. $V = V(r)$, а свободное движение электронов возможно только вдоль оси z . Поскольку рассматривается стационарное распределение электронного облака в образовавшемся «волноводе» - квантовой проволоке, то для описания электронного облака можно применить подход, аналогичный используемому для описания конфигурации электромагнитной волны в волноводе. Движения по оси x . В первую очередь это предполагает независимость конфигурации электронного облака в плоскости xy от

движения по оси z . Математически этот вывод означает применение метода разделения переменных. Тогда волновые функции электрона в квантовой проволоке можно представить в виде произведения двух функций по разным координатам:

$$\Psi(r, t) = e^{ik_r t} \cdot u(r)$$

В данном выражении первый множитель правой части описывает гармоническое изменение состояния во времени, а второй множитель определяет амплитуду временной осцилляции. Подстановка волновой функции в указанном виде в стационарное уравнение Шредингера приводит к дифференциальному уравнению второго порядка по координатам x и y относительной волновой функции $u(r)$

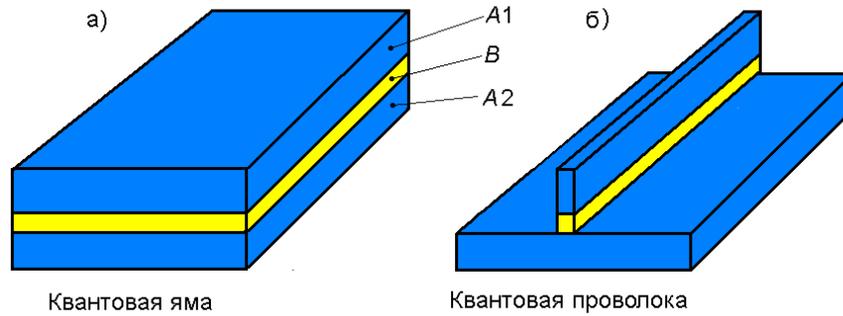


Рисунок 10 - Получение квантовой проволоки из квантовой ямы методом селективного травления

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_e^*} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) + V(r) \right] \cdot u_{n_x n_y}(r) = E_{n_x n_y} \cdot u_{n_x n_y}(r) \quad (3.21)$$

Здесь $n_x, n_y = 1, 2, 3, \dots$ - натуральные числа.

Выражение для полной энергии электрона в квантовой проволоке можно представить в виде суммы энергии электронов на уровнях размерного квантования и энергии их свободного движения:

$$E_{n_x n_y}(k_z) = E_{n_x n_y} + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_e^*} \quad (3.22)$$

где второе слагаемое описывает энергию свободного движения электрона вдоль оси z . Первое же слагаемое выражения (3.22) описывает разрешённые значения энергии электрона вдоль осей x и y . В качестве примера вычисления энергии для конкретной системы рассмотрим случай двумерного прямоугольного потенциала бесконечной высоты с размерами по указанным осям, равным a_x и a_y , когда потенциальная энергия частицы удовлетворяет условиям:

$$\begin{aligned} V(x, y) &= 0, \quad 0 < x < a_x, \quad 0 < y < a_y, \\ V(x, y) &= \infty, \quad x \leq 0, \quad x \geq a_x, \quad y \leq 0, \quad y \geq a_y, \end{aligned} \quad (3.23)$$

Они оказываются такими же, как и при рассмотрении квантовой ямы прямоугольной формы. Исходя из независимости координат x и y , для такого потенциала можно записать выражение для разрешенных уровней энергии в квантовой проволоке

$$E_{n_x n_y} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_e^*} \left(\frac{n_x^2}{a_x^2} + \frac{n_y^2}{a_y^2} \right), \quad n_x, n_y = 1, 2, 3, \dots \quad (3.24)$$

Таким образом, энергетический спектр электрона в квантовой проволоке представляет собой сумму двух дискретных набора уровней размерного квантования, каждый из которых аналогичен спектру прямоугольной квантовой ямы. Из данного выражения следует любопытный вывод: ввиду независимости движения по разным осям частица, состояние которой тестируется в плоскости квантования xoy , может одновременно находиться на низшем уровне по оси x и в возбужденном состоянии по оси y . Более того, электрон, имеющий разные энергетические состояния в разных направлениях, может совершать переходы (менять свою электронную конфигурацию), как между этими состояниями, так и другими с сохранением суммы квантовых чисел без изменения своей энергии. Как пример, электроны в квантовой проволоке в состоянии с $n_x = n_y = 2$ могут перейти в новое состояние с $n_x = 1, n_y = 3$ без поглощения и излучения энергии.

3.3.2 Плотность состояний в одномерной наноструктуре

Рассмотрим задачу о плотности распределения энергетических состояний в одномерном электронном газе. Концентрация состояний связана с волновым числом k соотношением

$$n_{1D}(E)\partial E = n_{1D} \frac{\partial E}{\partial k} \partial k = 2n_{1D}(k)\partial k, \quad (3.25)$$

где коэффициент «2» учитывает два возможных направления спина электрона. Можно показать, что в одномерном случае плотность состояний в k -пространстве равна $1/2\pi$. Подставляя это значение в (3.19) и учитывая, что

$$E = \hbar^2 k^2 / 2m_e^*, \quad \delta E = 2 \frac{\hbar^2 k}{2m_e^*} \cdot \delta k, \quad \frac{\delta k}{\delta E} = \frac{m_e^*}{\hbar^2 k}, \quad k = \sqrt{2Em_e^* / \hbar^2},$$

получим следующее выражение:

$$n_{1D}(E) = 2n_{1D}(k) \frac{\partial k}{\partial E} = \frac{2}{2\pi} \frac{m_e^*}{\hbar^2 k} = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{k}{E} = \frac{1}{\pi E} \sqrt{\frac{2m_e^* E}{\hbar^2}} = \frac{1}{\pi \hbar} \sqrt{2m_e^* / E},$$

Окончательно функция плотности состояний в квантовой проволоке описывается как

$$n_{1D}(E) = \frac{1}{\pi \hbar} \sqrt{2m_e^* / E} \quad (3.26)$$

Важным обстоятельством, которое следует из рассмотрения этого выражения, является бесконечное значение плотности состояний при нулевой энергии электрона. Физически это означает, что в состоянии с нулевой энергией движения в плоскости xoy может находиться сколь угодно электронов или дырок. Следствием этого будет высокая электропроводность квантовой проволоки.

Рассмотрим это подробнее. Используя представление о групповой скорости движения частицы $v_g = \sqrt{2E / m_e^*}$, полученное выражение (3.20) можно переписать в другой форме:

$$n_{1D}(E) = \frac{1}{\pi \hbar} \sqrt{\frac{2m_e^*}{E}} = \frac{1}{\pi \hbar} \sqrt{\frac{2m_e^*}{E}} \cdot \sqrt{\frac{2}{2}} = \frac{2}{\pi \hbar} \sqrt{\frac{m_e^*}{2E}} = \frac{2}{\pi \hbar v_g}. \quad (3.27)$$

Тогда величина дрейфового тока в квантовой проволоке будет описываться выражением

$$j = qn_{1D}(E) \cdot v_g = 2q / \pi \hbar.$$

т.е. будучи пропорциональной скорости и плотности состояний, является постоянной величиной, определяемой зарядом электрона, числом π и постоянной Планка. Численные оценки показывают, что плотность такого тока составляет 10^{15} A/m^2 и при этом квантовая проволока не греется по причине отсутствия в ней рассеяния энергии движущихся

электронов. Это значение на порядки превосходит величины плотностей токов в приборах микроэлектроники.

Выразив из выражения (3.22) энергию, соответствующую квантовой составляющей по оси z , из выражения (3.26) найдем зависимость плотности состояний в одномерной системе (в пересчете на единицу длины проволоки)

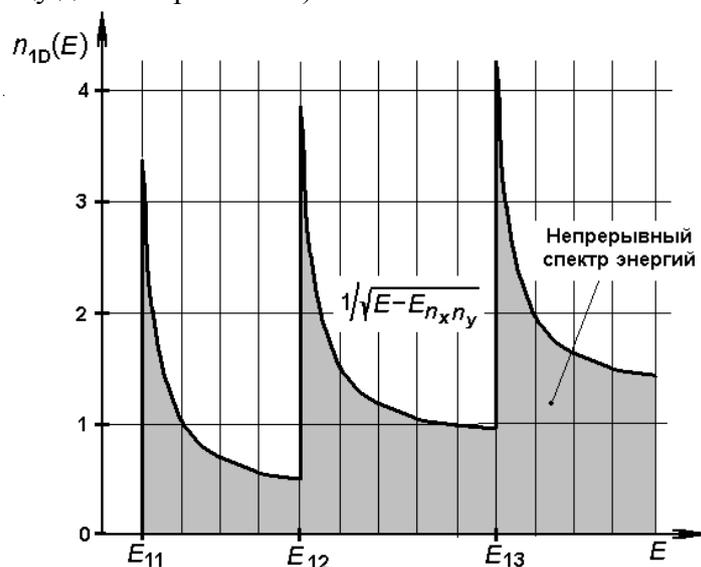


Рисунок 11 - Функция плотности состояний для электронов в квантовой проволоке

$$n_{1D}(E) = \sum_{n_x n_y} \frac{1}{\pi \hbar} \sqrt{\frac{2m_e^*}{E - E_{n_x n_y}}} \quad (3.28)$$

Выражение (3.28) показывает, что в квантовой проволоке электроны собираются на уровнях размерного квантования и на уровнях, находящихся над ними, причём плотность выше лежащих уровней уменьшается с энергией по гиперболическому закону. Мало того, эти уровни оказываются сильно размазанными по энергии, образуя своего рода хвосты состояний. Бесконечность плотности на уровнях размерного квантования, вероятно, является теоретическим приближением и на практике плотность состояний на уровнях $E_{n_x n_y}$ имеет большое, но конечное значение. Принцип Паули также уменьшит число электронов на состояниях квантовой проволоки.

Тем не менее, квантовые проволоки имеют важные преимущества перед другими объектами микро- и нано электроники, как в спектре разрешённых энергий, так и функции плотности состояний, что приводит к важным последствиям в физических свойствах квантовых проволок (см. рисунок 11).

3.4 Нульмерные объекты - квантовые точки

3.4.1. Основные свойства квантовых точек

Как отмечалось ранее, квантовые точки представляют собой нанокристаллы, имеющие по всем трем измерениям нанометровые размеры. Иногда в случае

Рисунок 11 - Функция плотности состояний для электронов в квантовой проволоке

полупроводниковых соединений $A^{II}B^{VI}$ (например, CdS или CdSe) нанокристаллы получают методом жидкофазной эпитаксии. В других случаях их можно получить из макрокристаллических материалов, применяя литографию и методы создания микроструктур заданного типа.

Хотя термин «точка» подразумевает бесконечно малые размеры, реальные квантовые точки содержат большое число атомов: $(10^4 \div 10^6)$ штук. В квантовой точке все три размера делают меньше, но соизмеримы с длиной волны де Бройля. Часто квантовые точки называют **искусственными атомами**, поскольку, как увидим далее, их спектры напоминают спектры атомов. По аналогии с атомами для квантовых точек можно определить энергию ионизации, т.е. энергию, необходимую для удаления (или введения) отдельного электрона из квантовой

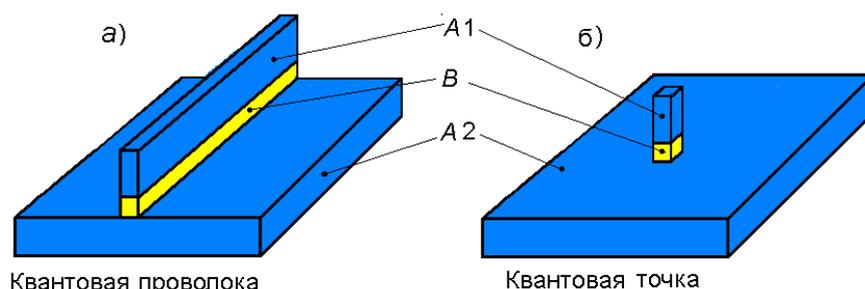


Рисунок 12 - Получение квантовой точки из квантовой проволоки методом селективного травления

точки в вакуум. Эту энергию называют **энергией заряда точки**, исходя из обычных представлений об электрической емкости систем, когда добавление или удаление электрических зарядов определяется кулоновским взаимодействием. Многие «атомарные» свойства квантовых точек изучаются через измерение их электрических характеристик. В отличие от одномерных и двумерных систем добавление или удаление из квантовой точки хотя бы одного электрона весьма сильно изменяет ее электрические характеристики и приводит к новым эффектам (кулоновская блокада, большие флуктуации проводимости).

Наиболее просто и наглядно квантовую точку можно получить из квантовой проволоки методом селективного травления как это продемонстрировано на рис.10. Для того в квантовой проволоке, изготовленной из вещества B в виде сэндвича из двух слоёв широкозонного материала (вещество $A1$ и $A2$, селективным травлением разделяется на отрезки (рис.10, б), размеры которых делаются меньше длины волны де Бройля.

В результате вытравливания образуется планарная структура вида « $A1+B+A2$ », в которой указанная комбинация слоёв с длиной менее длины волны де Бройля образует квантовые точки. Из этого следует, что в квантовой точке свободное движение электронов невозможно ни одном из трёх направлений.

Рассмотрим энергетический спектр квантовых точек в простейшем случае, когда ограничивающий потенциал равен нулю в пределах потенциального ящика размерами a_x, a_y, a_z и бесконечен вне его. Решением этой квантово-механической задачи являются стоячие волны, описывающие волновые функции электрона, и энергетический спектр вида

$$E_{n_x n_y n_z} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_e^*} \left(\frac{n_1^2}{a_x^2} + \frac{n_2^2}{a_y^2} + \frac{n_3^2}{a_z^2} \right), \quad n_1, n_2, n_3 = 1, 2, 3, \dots \quad (3.29)$$

Как следует из данного выражения, энергетический спектр квантовой точки в виде кубика размерами меньшими длины волны де Бройля имеет вид аналогичный спектру квантовой ямы, показанный на рис.2. Однако энергия уровней в квантовой точке будет в три раза больше энергии в квантовой яме. Более того, в квантовой точке - кубике каждый уровень размерного квантования трёхкратно вырожден. Если же размеры точки по пространственным координатам оказываются разными, то вырождение снимается, и каждый уровень расщепляется на три уровня в соответствии с выражением (3.29).

Другая возможная конфигурация квантовой точки – это шар. Можно получить точное решение этой задачи для сферической точки, когда энергия квантовой точки, подобно атому,

будет определяться не тремя квантовыми числами n_1, n_2, n_3 , а двумя: главным квантовым числом n (возникающим при решении одномерного радиального уравнения) и квантовым числом углового момента ℓ .

Поскольку в квантовой точке свободное движение электронов отсутствует, ее энергетический спектр имеет дискретную структуру, а функция плотности состояний представляет собой набор пиков с бесконечно малой шириной и бесконечной высотой.

3.4.2 Базовые методы получения квантовых точек

Поскольку оптические свойства нанокристаллов и квантовых точек в значительной степени зависят от технологии их изготовления, кратко рассмотрим методы получения квантовых точек в современной технологии.

1. Физические методы сводятся к традиционной технологии микроэлектроники: литографии и травлению как это показано на рис.12. Однако такой метод получения квантовых точек не позволяет получить точки достаточно малых размеров, чтобы в яркой форме увидеть все квантовые особенности свойств этих объектов. Не помогает в этом и новейшая технология, использующая электронные пучки. Положительной стороной физических методов получения квантовых точек является их хорошая совместимость с микроэлектронной технологией. Из новейших и быстро развиваемых методов этого типа следует выделить сканирующую туннельную микроскопию (СТМ) и связанную с ней атомно-силовую микроскопию (АСМ).

2. Химические методы. В настоящее время их разработано большое количество, причем каждый из этих методов имеет свои недостатки и преимущества. Перечислим их.

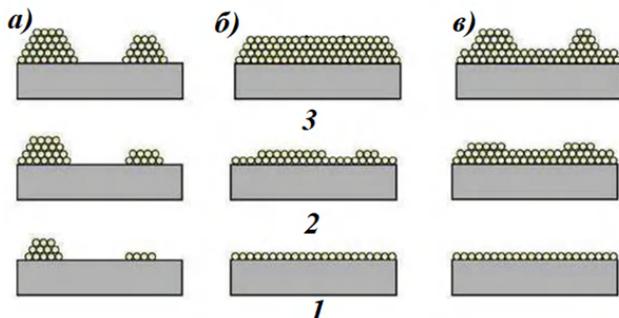
2.1. Нанокристаллы на стеклянных подложках. Технология выращивания нанокристаллов на стеклянных подложках давно применяется для изготовления светофильтров и фотохромных стекол на основе галидов меди (CuCl , CuBr , CuI и т.д.). Нанокристаллы соединений A^2B^6 (CdS , CdSe , ZnSe и т.д.) получают из пересыщенных растворов, что позволяет просто регулировать размеры нанокристаллов путем изменения времени роста.

2.2. Синтез в коллоидных системах. Для производства металлических нанокристаллов (например, из золота) широко используется коллоидный синтез, основанный на восстановлении солей металлов органическими лигандами. Такими методами получают наночастицы опять-таки соединений A^2B^6 (CdS , CdSe , ZnSe и т.д.), используя реагенты, содержащие компоненты нанокристаллов. При этом один реагент содержит ион металла, например, Cd^{2+} , а другой – ион халькогена, например, Se^{2-} . Размер образующихся нанокристаллов можно легко регулировать изменением температуры раствора и концентраций реагентов в нем.

2.3. Газофазные методы. Эти методы получения наночастиц основаны на формировании кластеров в газовой фазе, которые затем осаждаются на подложке или адсорбируются на ней. Газофазные методы включают также напыление и лазерное испарение, которые широко используются для получения кластеров металлов. Однако в последние годы обнаружена видимая фотолюминесценция пористого кремния, после чего многие исследователи занялись проблемой осаждения кремниевых кластеров, осаждаемых путем стимулированного лазерным излучением разложения SiH_4 или магнетронным напылением с целью получения новых источников света взамен светодиодных.

2.4. Самоорганизация квантовых точек. В настоящее время все большее внимание исследователей привлекают технологии так называемой самоорганизации квантовых точек, которые совместимы с современными технологиями микроэлектроники и оптоэлектроники. Одна из этих технологий основана на модификации метода Странского-Крастанова, при котором материал выращивается на подложке, с постоянной решетки близкой к постоянной решетки наращиваемого материала. При малой (до нескольких процентов) разнице в постоянных решетки сначала идет послойное наращивание, но на некоторой стадии слои

перестают расти слоями, а начинают расти островками, что минимизирует упругую энергию в системе «подложка – слой». При очень большой разнице постоянных решетки подложки и наращиваемого материала такой островковый режим роста пленки является основным с самого начала процесса (режим Фолмера-Вебера). Преимущество данного метода перед



другими заключается в том, что с его помощью можно получить квантовые точки меньших размеров и в большом количестве в одном технологическом цикле. На рис. 13 приведено сравнение кинетики роста полупроводниковой плёнки при различных режима молекулярной эпитаксии: а) метод Вольмера-Вебера; б) метод Франка-ван дер Мерве; в) метод Странского-Карстанова; 1 – стадия роста 1; 2 – стадия роста 2; 3 – стадия роста 3.

3.4.3 Перспективные методы получения квантовых точек

Стремительное проникновение квантовых точек в разные области науки и техники обусловлено, в первую очередь, их уникальными оптическими характеристиками:

- узким симметричным пиком флуоресценции, положение которого зависит от размера квантовой точки и ее химического состава;
- широкой полосой возбуждения, позволяющей возбуждать различающиеся по своим размерам и свойствам квантовые точки одним источником излучения;
- высокой яркостью флуоресценции квантовых точек;
- высокой фотостабильностью, что дает возможность использовать мощные источники возбуждения.

Эти качества квантовых точек стимулируют разработку технологически простых и высококачественных не отдельных точек, а их массивов из сотен тысяч – миллионов штук. Среди перечисленных методов получения квантовых точек есть такие, которые позволяют простыми технологическими приемами, не требующими дорогого и сложного оборудования и высокой квалификации персонала, получать массивы квантовых точек из их большого числа и качества, более чем достаточного для большинства современных областей применения точек.

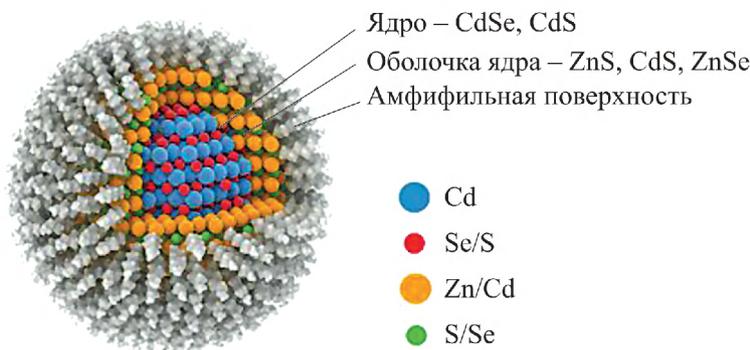


Рисунок 14 - Внутреннее строение коллоидной квантовой точки

Квантовые точки из коллоидных растворов

Коллоидный синтез признан наиболее перспективным методом получения квантовых точек, используемых, как с научных исследований, так и в прикладных работах. Получение квантовых точек методом коллоидного синтеза осуществляется в жидкой фазе. Управляя параметрами технологического процесса выращивания зародышей нанокристаллов, можно менять условия роста и получать нанокристаллы различных размеров и формы. Подбором технологических параметров роста удаётся формировать нанокристаллы самой различной формы, в том числе в виде разнообразных многогранников. На заключительном этапе синтеза квантовых точек их покрывают полупроводниковым материалом с большей шириной запрещенной зоны, чем основной полупроводник (рис.14). Эти точки покрывают также амфифильным полимером, который содержит одновременно водоотталкивающие (гидрофобные) и водопритягивающие (гидрофильные) компоненты. Квантовые точки с амфифильным покрытием могут растворяться в воде, связываться с молекулами, синтеза квантовых точек их покрывают полупроводниковым материалом с большей шириной запрещенной зоны, чем основной полупроводник (рис.14). Эти точки покрывают также амфифильным полимером, который содержит одновременно водоотталкивающие (гидрофобные) и водопритягивающие (гидрофильные) компоненты. Квантовые точки с амфифильным покрытием могут растворяться в воде, связываться с молекулами, полимерами и образовывать комбинации с другими квантовыми точками.

В качестве материалов для создания квантовых точек, как уже отмечено, используются PbSe, PbTe, InAs, GaAs, Ge, Si, CdSe, ZnSe, CdS, ZnS, а также ряд других материалов. Выбирая различные соединения и меняя условия технологических процессов роста квантовых точек, можно получать широкий спектр нанообъектов, отличающихся не только размерами, но и физико-химическими свойствами.

Перовскитные квантовые точки

Интерес к высокотемпературным сверхпроводникам (ВТСП) не стихает уже на протяжении многих лет. В первую очередь, это связано с тем, что до сих пор нет подтвердившиеся теории природы сверхпроводимости. Между тем, соединения, проявляющие при критических температурах и ниже сверхпроводящие свойства, в нормальном состоянии также обладают разнообразными электромагнитными особенностями, среди них встречаются: сегнетоэлектрики, ферроэлектрики, диэлектрики и т.д. В первую очередь, это связано с кристаллическим строением ВТСП. Почти все они имеют структуру, родственную структуре минерала «перовскит» CaTiO_3 (рис.15).

В структуре перовскита типа ABO_3 октаэдры BO_6 соединены вершинами и образуют трехмерный каркас. В пустотах каркаса располагаются катионы А, окруженные 12-ю

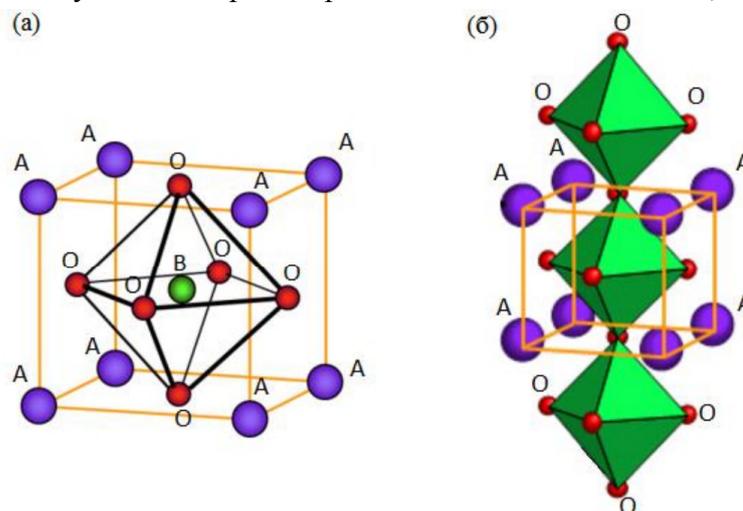


Рисунок 15 - Структура перовскита: (а) – элементарная ячейка; (б) – каркас из октаэдров

атомами кислорода. На основе такой структуры создают более сложные оксидные

соединения, состоящие из слоев со структурой перовскита и слоев с другим структурным типом. Изменяя состав и структуру таких слоистых оксидов, можно получить материалы с полезными электромагнитными свойствами.

На сегодняшний день перовскитоподобные соединения широко используют для создания конденсаторных и керамических материалов для электроники, источников оптического излучения, газовых датчиков емкостного типа, фотокатализаторов и т.д.

3.5 Напряженные слои в нанобъектах

Качество границы раздела между двумя материалами определяется соотношением постоянных их кристаллических решеток. В случаях, когда эти постоянные близки по значению (разнятся не более чем на 6%) и коэффициенты теплового расширения почти совпадают, возникающие на границе механические упругие напряжения малы. Однако во многих случаях гетеропереходы формируют из материалов, постоянные решеток которых могут значительно отличаться (более 6%), в таких гетеропереходах на контакте возникают значительные механические силы, приводящие к появлению структурных дефектов различного типа, вплоть до полных дислокаций. Структурные дефекты нарушают регулярный порядок расположения атомов и потому ухудшают свойства границы раздела. Во избежание этого на практике один из материалов наносят на второй в виде тонкой пленки с толщиной порядка нескольких атомных слоев, что снижает вероятность механического разрыва растущей пленки ввиду её упругой деформации сжатия или растяжения. Тем не менее, в напряженных слоях возникает ряд новых свойств, которые могут быть использованы в оптоэлектронике, например, для создания лазеров на квантовых ямах и электрооптических модуляторов. Это привело к появлению нового направления в технологии гетероструктур – эпитаксии напряженных слоев.

Обычно при эпитаксии постоянная решетка выращиваемого слоя несколько изменяется, подстраиваясь под постоянную решетки подложки, что получило название *псевдоморфного роста*. Возникающие при этом в растущем слое упругие напряжения могут привести к снятию вырождения тяжелых и легких дырок в валентной зоне, к изменению ширины запрещенной зоны и другим эффектам. Причины такого поведения полупроводников очевидны, т.к. зонная диаграмма твердых тел чувствительна к изменению параметров элементарных ячеек и их симметрии.

Рассмотрим ситуацию, когда на подложке с постоянной решетки a_S эпитаксиально выращивается слой с иным значением постоянной решетки a_L . Механическое напряжение ε в выращиваемом слое определяется выражением

$$\varepsilon = C \frac{a_S - a_L}{a_S} \quad (3.24)$$

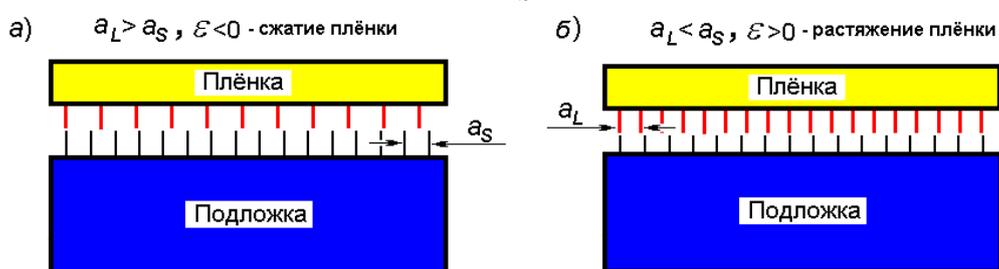


Рисунок 16 - Возникновение упругой деформации на плёнке при несовпадении постоянных решёток плёнки и подложки

Здесь обозначено:

C – упругая податливость кристалла.

На рис.16 показаны две ситуации по возникновению упругой деформации плёнки, выращиваемой на подложки, с разными величинами постоянных решёток. Деформации возникают, как в выращенной плёнке, так и подложке. Они равны по величине и противоположны по знаку. Планарное распределение этих деформаций носит периодический характер, что, возможно, может быть использовано для регулируемого управления параметрами плёнки. Упругие напряжения приводят к изменению свойств в плёнке и в подложке. Однако последние не оказывают влияния на электрофизические процессы, происходящие в плёнке, тогда как параметры плёнки и процессы в ней весьма чувствительны к упругим напряжениям и потому подлежат изучению. Если эпитаксиальный слой является тонким, то атомы в слое выстраиваются в соответствии с кристаллическим строением подложки. В результате межатомное расстояние в эпитаксиальном слое уменьшается, подстраиваясь под параметры подложки, и в растущем слое возникает сжимающее (рис.8,а) или растягивающее (рис.8,б) упругое напряжение в плоскости роста и минимизируя упругую энергию в гетероструктуре. Следовательно, в этой гетероструктуре накапливается упругая энергия, величина которой пропорциональна толщине пленки. При достижении толщиной критического значения h_c упругая энергия становится больше энергии образования структурных дефектов. В этой ситуации происходит релаксация энергии, в результате чего в местах максимальной деформации энергетически выгодным становится рождение дислокаций несоответствия решёток, ухудшающих свойства плёнок. Поэтому чтобы получить структурно совершенную гетероструктуру, выращиваемые пленки должны иметь толщину, меньше критической. Критическая толщина плёнки зависит от упругих свойств материала плёнки: упругих постоянных, микротвёрдости и других

3.5.1 Влияние упругих напряжений на структуру валентной зоны

Для исследования электрических и оптических свойств полупроводниковых материалов важно знать форму зоны проводимости и валентной зоны в долинном спектре (k – пространстве). Для электронов в трехмерном кристалле можно считать, что состояния в зонах возникают из валентных уровней энергии атома. В случае зоны проводимости поведение электронов может быть описано с использованием непрерывных состояний зон, которые для прямозонных полупроводников формируются s -состояниями. В непрямозонных полупроводниках состояния в зонах представляют собой комбинацию s - и p -состояний.

Сложнее выглядит ситуация в валентной зоне, где существует три ветви решений вблизи точки $k = 0$ и все три ветви формируются из p -состояний атомов. Это положение имеет место в важных для практического применения полупроводниках (Si , Ge , $GaAs$), где существует вырождение дырочных состояний вблизи потолка валентной зоны.

Для нахождения долинного спектра $E(k)$ воспользуемся формализм Латтинджера-Кона, предложившими для расчета зонной структуры использовать kp -метод. В этом методе собственными значениями энергии выступают угловые моменты p -состояний. Он позволяет выразить зависимость $E(k)$ в простой форме:

$$E(k) = E_v - \frac{\hbar^2}{2m_0} \left[Ak^2 \pm \sqrt{(Bk^2)^2 + C(k_x^2 k_y^2 + k_z^2 k_y^2 + k_x^2 k_z^2)} \right], \quad (3.25)$$

где знак «+» приводит к выражению долинного спектра тяжелых дырок, а знак «-» - легких. Входящие в выражение (3.25) безразмерные параметры A , B , C определяются параметрами Латтинджера - Кона (γ_1 , γ_2 , γ_3):

$$A = \gamma_1, \quad B = 2\gamma_2, \quad C = 12(\gamma_3 - \gamma_2). \quad (3.26)$$

Как пример, в *GaAs* параметры Латтинджера - Кона имеют следующие значения: $\gamma_1 = 6.85$; $\gamma_2 = 2.1$; $\gamma_3 = 2.9$.

Влияние механических напряжений на вид валентной зоны происходит через изменение постоянной решетки и ее симметрии. В результате этого появляется возможность управления шириной запрещенной зоны и вырождением в точке Γ . Смещение энергетических уровней электронов и дырок вследствие механических напряжений вычисляется применением стандартных методов расчета зонной структуры полупроводника.

Описываемые эффекты наглядно проявляются в изменении ширины запрещенной зоны и энергетической структуры валентной зоны в полупроводниковых соединениях типа A^3B^5 . Из рассмотрения этих эффектов следует два важных вывода: во-первых, появляется дополнительная возможность изменять спектральные свойства напряженных пленок за счет переходов легких дырок в зону проводимости, а во-вторых, появляется возможность модулировать дрейфовую скорость движения дырок валентной зоны за счет переходов «легкие дырки – тяжелые дырки».

Для интерпретации экспериментальных данных по оптическому поглощению и излучения в квантовых ямах необходимо знать зонный спектр изучаемого объекта пониженной размерности. Основная трудность его получения – корректный учет всех причин понижения размерности. В приведенных ранее расчетах спектров связанных электронов сделано много допущений, учет которых может значительно изменить количественную и даже качественную структуру зонного спектра. В первую очередь следует иметь в виду, что понижение размерности системы приводит к тому, что симметрия потенциала квантовой ямы оказывается ниже симметрии материала, из которого получена низкоразмерная система. Так, кубическая симметрия элементарной ячейки кремния или германия будет исходно понижена при изготовлении из них квантовой ямы или квантовой проволоки. Это автоматически приведет к снятию вырождения валентной зоны и ее расщеплению на подзоны легких и тяжелых дырок. Как результат этого расщепления концентрация легких дырок может сильно увеличиться, что может быть использовано для создания оптоэлектронных модуляторов и дефлекторов.

3.5.2 Поляризационные явления в наноразмерных гетероструктурах

Для создания гетероструктур с наноразмерными объектами широко используются нитриды элементов III группы таблицы Менделеева: InN , GaN , AlN . Имея структуру кристаллической решетки типа вюрцита, описываемую точечной группой симметрии

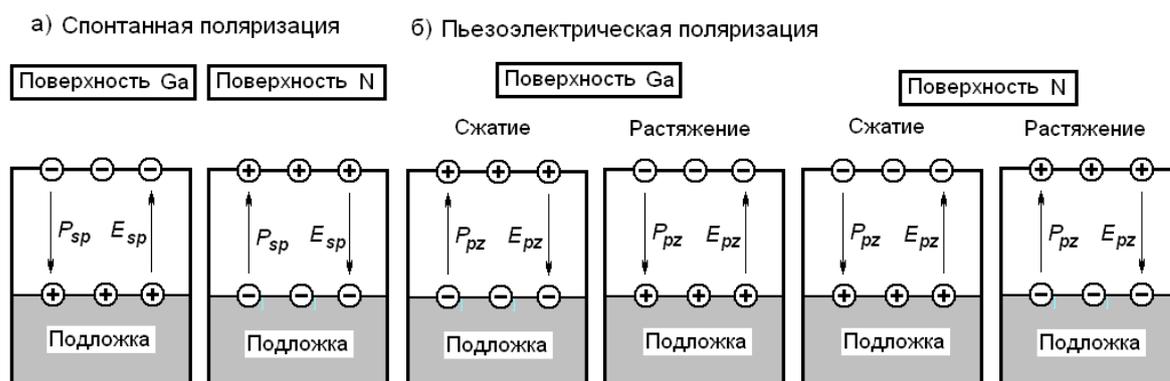


Рисунок 17 - Направление поля спонтанной поляризации и пьезополяризации в зависимости от ориентации поверхности квантовой ямы в гетероструктуре и знака упругой деформации

$6/mmm$, данные вещества обладают сильным полем спонтанной поляризации, пьезоэлектрическим и пьезоэлектрическим эффектами, ориентированными вдоль главной оси симметрии. Более того, рост кристаллов этих соединений и твердых растворах на их основе

происходит вдоль оси симметрии 6 порядка. Поэтому в создаваемых на их основе квантовых ямах вдоль направления роста действует суммарное поле поляризации: спонтанная поляризация, пьезополяризация, характеризуемая величиной упругого напряжения на границе «КЯ – барьер» и пьезомодулем, а также пьезоэлектрическая поляризация с пьезоэлектрическим коэффициентом. На рис. 17 показано направление вектора поляризации и электрического поля при спонтанной – а) и пьезополяризации - б) в нитридах III группы.

Поляризация уменьшает скорость излучательной рекомбинации в КЯ за счёт пространственного разделения электронов и дырок. Из всех перечисленных составляющих суммарной поляризации управлять можно пьезополяризацией уменьшением упругих напряжений в слое КЯ. Одним из возможных способов уменьшения рассогласования постоянных решёток ямы и барьера является нанесение между ними промежуточного слоя с подобранной постоянной решётки или слоя вещества КЯ с содержанием In, равного промежуточному значению между содержанием In в КЯ и в барьерном слое (обычно нуль).

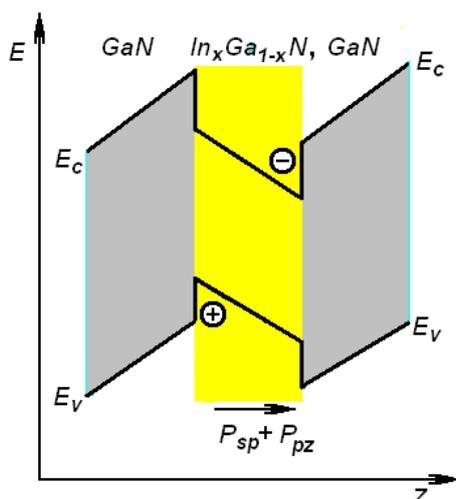


Рисунок 18 - Направление внутренней поляризации на разделение электронов и дырок в квантовой яме

При работе гетероструктуры и её нагреве к указанным типам поляризации добавляется ещё один тип – пирополяризация, величина которой пропорциональна изменению температуры. Коэффициентом пропорциональности выступает z – компонента тензора первого ранга пьезокоэффициентов, который в рассматриваемых пьезоэлектриках один из самых больших.

Одним из важных последствий внутренней поляризации является пространственное разделение инжектированных в яму неравновесных электронов и дырок, которое прижимает их к противоположным стенкам ямы и тем самым уменьшает скорость их излучательной

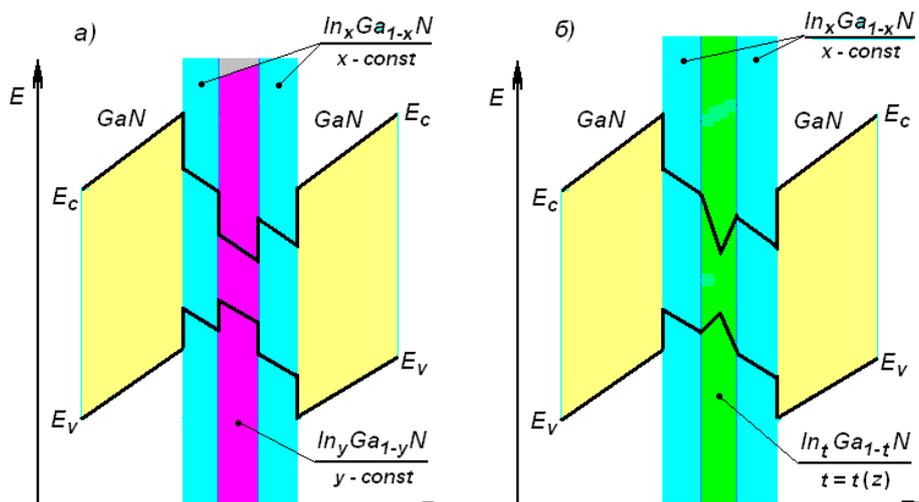


Рисунок 19 - Способы уменьшения влияния внутренней поляризации на люминесцентные свойства квантовой ямы прямоугольной формы – а) и треугольной – б)

рекомбинации. На рис.18 показано влияние внутренней поляризации в квантовой яме на разделение электронов и дырок. Борьба с отрицательным влиянием поляризации вещества квантовой ямы можно двумя путями: либо выращивать гетероструктуры в неполярном направлении, так чтобы вектор поляризации был параллелен плоскости слоев квантовых ям и барьеров, либо уменьшать толщину области рекомбинации за счет изготовления квантовых ям комбинированного профиля, составленных из слоев с разным содержанием индия. Тогда излучательная рекомбинация будет идти в слое с минимальной шириной запрещенной зоны, т.е. с максимальным содержанием индия, а граничащие с ней «ступеньки» квантовой ямы будут иметь концентрацию индия промежуточную между нулевой (в барьерном слое) и максимальной (в яме с минимальной шириной зоны). На рис.19 показаны две топологии квантовых ям комбинированного профиля, получаемые разбиением ямы на несколько ям меньшей толщины и разной шириной запрещенной зоны (разным содержанием индия в них).

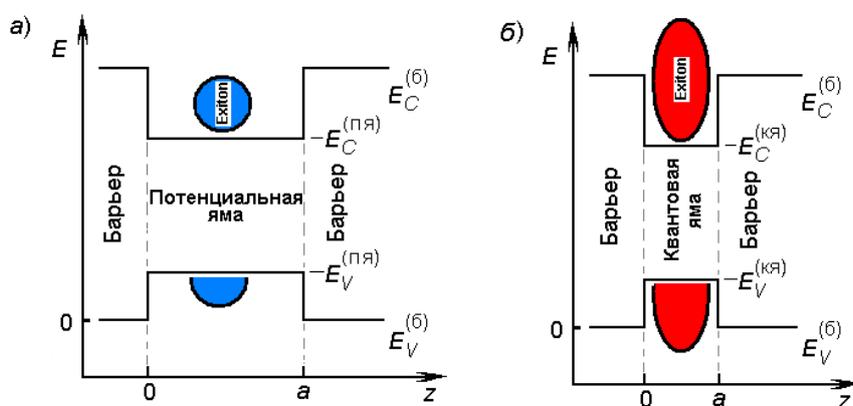
3.6 Экситонные эффекты в квантовых ямах

В 3D полупроводниковых приборах экситоны играют значительную роль только в широкозонных полупроводниковых материалах. При этом расстояние между электроном и дыркой в экситоне в среднем составляет порядка 1 мкм. В нанобъектах, где движение носителей заряда ограничено по сравнению с объемными кристаллами, особую роль могут играть экситонные эффекты. Причиной этого является то, что энергия связи, необходимая для создания экситона в виде связанной электронно-дырочной пары, в низкоразмерных системах из-за малых размеров потенциальной ямы и неизбежного пространственного сближения электронов и дырок в ямах оказывается значительно выше, чем в объемных материалах. Поэтому экситонные переходы в таких системах могут наблюдаться даже при комнатных температурах, в то время как в объемных материалах они обычно проявляются при низких температурах.

Более высокое значение энергии связи в квантовых системах легко объяснить качественно. Например, в объемном кристалле GaAs энергия образования экситона составляет 4.2 мэВ, а соответствующий борковский радиус достаточно велик – около 150 ангстрем. На рис.20 показаны две возможные ситуации для экситона в квантовой яме:

- борковский радиус намного меньше ширины квантовой ямы (соответствует трехмерному объемному кристаллу) - рис. 20, а;
- борковский радиус намного превышает ширину квантовой ямы (соответствует наноразмерному объекту) – рис.20, б.

Во втором случае расстояние между электроном и дыркой ограничено шириной ямы, поэтому экситон оказывается «сдавленным», что приводит к увеличению кулоновского



- Рисунок 20 - Увеличение энергии связи экситона в квантовой яме – б) в сравнении со случаем объемного полупроводника - а)

взаимодействия между ними. Показано, что в этом случае у двумерного атома водорода

величина энергии образования экситона увеличивается примерно в четыре раза по сравнению с объемным кристаллом. Важным следствием увеличения энергии образования экситона является то, что экситоны в квантовых ямах не разрушаются под воздействием сильных электрических полей, что можно использовать для создания оптоэлектронных модуляторов. Кроме того, так называемая сила осциллятора для экситонных переходов ограничена более узким диапазоном энергий, в результате чего их интенсивность возрастает.

Более реалистичные (по сравнению с теоретическим расчетом двумерного атома водорода) численные расчеты позволяют точно определить энергию связи экситона в зависимости от ширины квантовой ямы. Такая зависимость для квантовой ямы в структуре $Al_xGa_{1-x}As - GaAs$ приведена на рис. 21. В тех случаях, когда ширина ямы много больше боровского радиуса экситона, зависимость практически не отличается от той, что имеет место в объемных кристаллах. Однако затем, по мере уменьшения ширины квантовой ямы, экситоны ней постепенно сжимаются, в результате чего возрастает кулоновское взаимодействие, и при ширине ямы около 3-4 нм энергия связи экситона достигает своего максимума, примерно в три раза превышающего значение для объемного кристалла. Когда яма конечной глубины становится слишком узкой, энергия локализации экситона возрастает, в результате чего волновые функции электрона и в меньшей степени дырки преодолевают энергетический барьер за счет туннелирования. Такой процесс уменьшает эффективную локализацию экситона и его энергию связи, которая снижается до уровня, характерного для объемного материала (на данном случае в $Al_xGa_{1-x}As$).

Влияние локализации в ограниченной области на энергию локализации экситона в одномерной и нульмерной системах должно быть значительно большим, чем в квантовой яме. Однако технология создания таких систем пока не так развита, как для двумерных систем. Поэтому эффекты изменения энергии экситона в одномерной и двумерной системах для решения технических задач пока не используются.

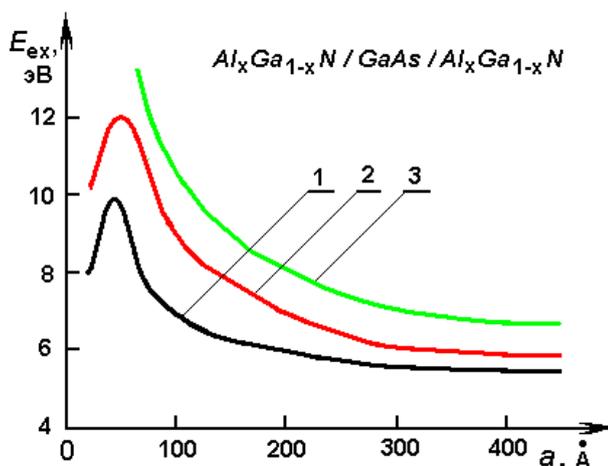


Рисунок 21 - Зависимость энергии образования экситона от ширины квантовой ямы и её состава x : кривая 1 соответствует значению $x=0.15$; 2 – $x=0.30$; кривая 3 – бесконечно глубокая яма

3.7 Контрольные вопросы по главе 3

1. Как выглядит энергетический спектр энергий электрона в квантовой яме?
2. Как выглядит функция плотности состояний в квантовой яме?
3. Как меняется энергетический спектр и функция плотности состояний в квантовых ямах конечной глубины по сравнению с ямами бесконечной глубины?
4. Как выглядит энергетический спектр квантовой проволоки и в чём его отличие от энергетического спектра квантовой ямы?
5. Как выглядит функция плотности состояний квантовой проволоки и в чём её отличие от квантовой ямы?

отличие от функции плотности состояний квантовой точки?

6. Как выглядит энергетический спектр квантовой точки и в чём его отличие от энергетического спектра квантовой проволоки?

7. Как выглядит функция плотности состояний квантовой точки и в чём её отличие от функции плотности состояний квантовой проволоки?

8. В чём физическая причина появления напряжённых слоёв на границе двух веществ разного физико-химического состава и структурного состояния?

9. Какова физическая причина появления поля спонтанной поляризации в квантовых ямах, квантовых проволоках, квантовых точках?

10. В чём причина усиления экситонных эффектов в квантовых ямах?

ГЛАВА 4 НАНОСТРУКТУРЫ И СВЕРХРЕШЕТКИ

В предыдущих главах анализировалось поведение электрона в полупроводниковых слоях пониженной размерности. В данной главе рассматриваются конкретные наноструктуры и приборы, которые содержат один или несколько гетеропереходов, такие как гетероструктуры и МОП-структуры, которые позволяют получать квантовые ямы для электронов вблизи гетеропереходов. Так, МОП-структуры давно используются в микроэлектронике, поскольку позволяют простым способом создать у поверхности полупроводника слой двумерного электронного газа. Именно на МОП структурах, исследуя перенос заряда при одновременном действии электрического и магнитного поля, фон Клитцинг в 1980 году обнаружил квантовый эффект Холла. Отметим и другие квантовые эффекты, которые наблюдаются в гетеропереходах на основе соединений A^3B^5 типа GaAs: эффект Аронова-Бома, колебания Шубникова-де Газа и другие.

4.1 Структуры полевого транзистора

В современной микроэлектронике огромную роль играют полевые МОП-транзисторы. Они являются основными элементами сверхбольших интегральных схем. Данные транзисторы образованы на основе МОП-структуры и двух $p-n^+$ переходов, в которых n -области

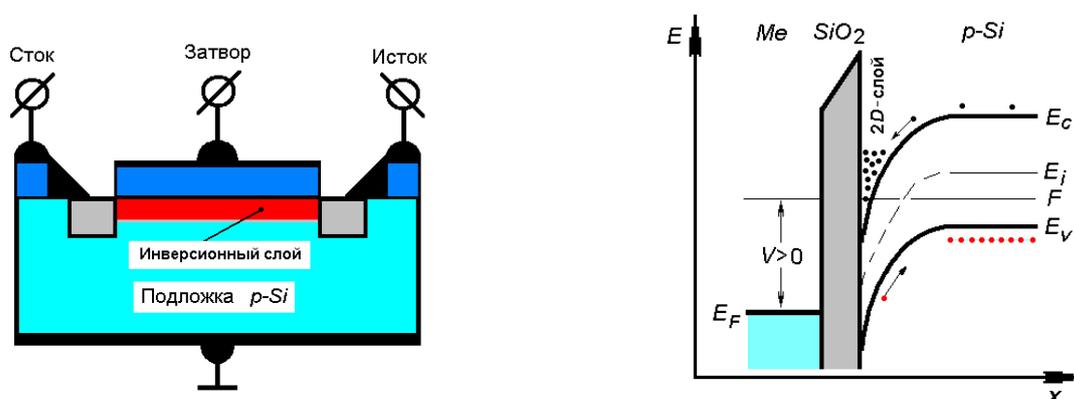


Рисунок 22 - Конструкция полевого транзистора и его энергетическая диаграмма в режиме инверсии поверхностной проводимости

сильно легированы и выступают в качестве стока и истока полевого транзистора. Затвором такого транзистора служит полевой электрод МОП-структуры. В качестве подложки используется в основном p -кремний, поскольку рабочей областью транзистора является инверсионный канал, который на p -подложке имеет электронную проводимость, а значит и максимально возможную подвижность (в сравнении с дырочной).

Принцип работы такого транзистора поясняет рис.22, в правой части которого приведена энергетическая диаграмма МОП-структуры на p -типе кремния при большом положительном напряжении на управляющем электроде. Образующийся при этом инверсионный слой очень узкий и состоит из электронов, которые локализованы у границы раздела в треугольной потенциальной яме, следовательно, оказываются в квантовой яме. Прикладывая напряжение между стоком и истоком, можно получить ток инверсионного канала, по величине которого можно судить о свойствах электронов, в том числе квантовых.

В исследованиях инверсионной проводимости важным является осознание того, что она создается двумерной электронной системой, погруженной в треугольную потенциальную яму, которая расположена на границе раздела «полупроводник – окисел» со стороны полупроводника. В соответствии с полученным в п.3.2 результатом, квантовые значения энергии для двумерного движения электронов имеют вид:

$$E = E_n + \frac{\hbar^2}{2m_x^*} k_x^2 + \frac{\hbar^2}{2m_y^*} k_y^2 \quad (4.1)$$

где величины E_n определяют разрешенные уровни энергии в треугольной потенциальной яме в направлении оси z :

$$E_n = \left[\frac{3}{2} \pi \left(n - \frac{1}{4} \right) \right]^{2/3} \left(\frac{e^2 F^2 \hbar^2}{2m_z^*} \right)^{1/3}. \quad (4.2)$$

Выражение (4.1) представляет собой уравнение параболы, в обратной решетке, где значения E_n соответствуют минимумам кривых с разными значениями n . Функция плотности состояний, соответствующая двумерному случаю, будет описываться выражением

$$g(E) = g_v \frac{m_T^*}{\pi \hbar^2}. \quad (4.3)$$

Дополнительный коэффициент g_v учитывает вырождение долины зоны проводимости полупроводника, вызванное тем, что энергетические поверхности зоны проводимости кремния образуются шестью эллипсоидами вращения в направлениях $\langle 001 \rangle$ в пространстве квазиимпульсов. Продольные оси эллипсоидов соответствуют эффективным массам $m_L^* = 0.91m_0$, а две одинаковые короткие оси – поперечной эффективной массе $m_T^* = 0.19m_0$. Вследствие этого получим два минимума зоны проводимости (соответствующие тяжелой массе m_L^*) и четыре минимума для легкой массы m_T^* . Решая уравнение Шредингера и пренебрегая взаимодействием электронов в различных минимумах зоны проводимости, получим два различных набора значений энергии для подзон, которые называются *лестницами подзон* для плоскости $\langle 001 \rangle$ кремния.

4.2 Гетеропереходы

4.2.1 Гетеропереходы с модулированным легированием

Гетеропереходы, представляющие собой поверхности раздела между полупроводниками с различными запрещенными зонами, являются исключительно важными элементами приборов электронной техники особенно, если они создаются на основе полупроводниковых соединений A^3B^5 . Наиболее изученной на настоящее время гетероструктурой является структура, образованная $Al_xGa_{1-x}As$ (n -тип) и слаболегированным GaAs (p -тип). Как и в случае с МОП-структур, внутри GaAs очень близко к границе раздела

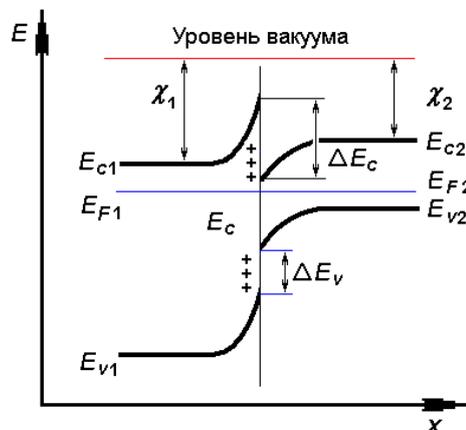


Рисунок 23 - Энергетическая диаграмма гетероструктуры из материалов с разной шириной запрещенной зоны и разным типом проводимости

указанных полупроводников образуется инверсионных слой из электронов, вследствие чего

физические явления в таких структурах похожи на явления в МОП-структурах. Заметим, что приборы, создаваемые на основе $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ и GaAs, обычно используются на более высоких частотах, чем структуры из кремния, по причине высокого значения подвижности электронов в GaAs. Поскольку поверхности раздела оксидов и диэлектриков, осаждаемых на поверхности GaAs, имеют невысокое качество, то в большинстве практически важных применений используют диоды Шоттки металл – AlGaAs-GaAs. По этой причине будем рассматривать в основном физические свойства и зонную диаграмму гетеропереходов AlGaAs-GaAs (см. рис.23).

Рассмотрим возникновение электронной низкоразмерной ямы вблизи границы раздела AlGaAs-GaAs. Предположим, что в рассматриваемом гетеропереходе слева находится AlGaAs, а справа почти чистый GaAs. Такая структура называется гетеропереходом с модулированным легированием. Высота потенциального барьера между материалами гетероперехода может быть оценена как разность энергий дна зоны проводимости этих материалов на границе раздела с применением правила Андерсона, в соответствии с которым при соединении двух материалов их уровни вакуума должны быть выставлены по оси энергий на одном значении энергии. Если электронное сродство материалов обозначить как χ_1 и χ_2 , то высота барьера будет равна $\Delta E_c = \chi_2 - \chi_1$ и для $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ получим яму глубиной $\Delta E_c = 0.35$ эВ.

Если полупроводники привести в контакт, то часть электронов из полупроводника *n*-типа перейдет в слаболегированный GaAs в результате чего на границе раздела возникнет внутреннее электрическое поле, которое будет направлено от легированного $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ в сторону нелегированного GaAs, в котором появился дополнительный отрицательный заряд. Это поле вызовет искривление энергетических уровней как это показано на рис.23. В равновесном состоянии соединенных слоев уровень Ферми должен быть одинаковым во всех точках слоистой структуры. Получающаяся энергетическая диаграмма контакта AlGaAs – GaAs подобна диаграмме диффузионного *p-n* перехода с тем различием, что в рассматриваемой ситуации есть энергетический барьер величиной ΔE_c . По мере удаления от границы раздела дно зоны проводимости станет плоским, причем расстояние от ее до уровня Ферми будет таким же, что и на рис. 23. Поэтому на таком контакте образуется квантовая яма, находящаяся в GaAs у его поверхности. Левая стенка ямы имеет высоту ΔE_c , а правая – кривой потенциальной энергии электронов в зоне проводимости GaAs.

Форма квантовой ямы, образующейся на контакте AlGaAs – GaAs, близка к треугольной и напоминает яму в инвертированной МОП-структуре. Квантоваться будет движение электронов в приповерхностном слое при их движении перпендикулярно границе раздела. Важной физической особенностью такого гетероперехода является то, что носители заряда локализуются вблизи поверхности GaAs и потому обладают очень высокой подвижностью ($\mu_n = 8000 \text{ см}^2 / \text{В} \cdot \text{с}$), которая почти в шесть раз выше, чем в кремнии. Причина высокого значения - отсутствие легирующей примеси в GaAs, рассеяние на которой ограничивает значение подвижности. Расчеты дают численное значение средней ширины квантовой ямы $(40 - 80) \text{ \AA}$. При этом значение энергии электрона на первом уровне составляет $E_1 = 0.04 \text{ эВ}$. Полевой транзистор на основе модулировано-легированного гетероперехода называется модулировано-легированным полевым транзистором или полевым транзистором с высокой подвижностью.

4.2.2 Напряженные гетероструктуры на основе SiGe

Долгое время гетероструктуры типа SiGe не привлекали внимание исследователей из-за того, что постоянные кристаллических решеток этих материалов сильно отличались друг от друга, достигая 4%. Такая разница подразумевала, что выращенные на подложке слои всегда будут напряженными, вследствие чего их толщины должны быть ниже некоторых критических значений или же образующиеся двухслойные структуры будут напряженными, а значит механически непрочными. Более того, поскольку различие в значениях ширины запрещенных зон этих материалов сравнительно невелико (1.12 эВ и 0.66 эВ), то возникающая высота барьера на контакте тоже не может быть большой. Однако оказалось, что гетероструктуры на основе SiGe весьма эффективны при создании высокочастотных транзисторов и фотоприемников ИК излучения. Поскольку данные структуры всегда являются механически напряженными, то этим в них снято вырождение по тяжелым и легким дыркам и их зонная диаграмма в валентной зоне оказывается асимметричной относительно нулевого значения квазиимпульса.

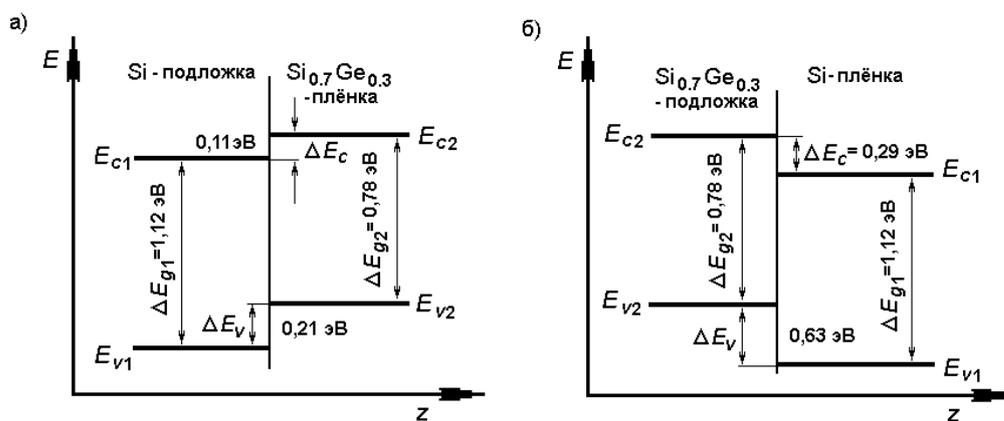


Рисунок 24 - Энергетическая диаграмма контакта кремния и германия для случая, когда подложкой является кремний, а германий плёнкой – а) и наоборот – б)

На рис. 24 показано две энергетические диаграммы гетероструктур SiGe. На рис.24, а подложкой выступает кремниевая пластина с ориентацией <001>, на которую наносят активный напряженный слой материала Si_{0.7}Ge_{0.3} с шириной запрещенной зоны 0.78 эВ. В такой ситуации разрыв зон проводимости мал, а валентных зон велик. По этой причине в ней формируется двумерный дырочный газ, находящийся в SiGe. Подвижность этого газа составляет около $2 \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, что соответствует примерно половине подвижности электронов в типичных полевых МОП-транзисторах. На рис.24, б представлена обратная ситуация, в которой напряженный слой на подложке Si_{0.7}Ge_{0.3} образован кремнием. В этой ситуации разрыв между зонами проводимости оказывается достаточно большим, и двумерный образуют уже электроны, которые могут свободно двигаться в плоскости контакта. Такому движению электронов соответствует эффективная масса электрона в кремнии, равная малой поперечной массе ($m_T^* = 0.19m_0$), что соответствует подвижности порядка $20 \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Эта величина превосходит значение подвижности электронов в кремниевых МОП-транзисторах.

Гетероструктуры на основе SiGe применяют для изготовления быстродействующих биполярных транзисторов, в которых базовая область изготавливается из материала с узкой шириной запрещенной зоны. Это позволяет значительно повысить эффективность работы эмиттера. Важно, что механические напряжения в гетероструктуре дополнительно уменьшает ширину запрещенной зоны, что усиливает положительный эффект, а большие разрывы энергетических зон на границе раздела позволяют использовать легированные материалы, что повышает граничную частоту такого биполярного транзистора.

4.3 Квантовые ямы

4.3.1 Множественные квантовые ямы

Электрические сигналы, получаемые от отдельной квантовой ямы, слабы и часто не могут быть использованы для создания твердотельных приборов. Поэтому в реальных оптоэлектронных приборах, например, в фотодетекторах, применяют полупроводниковые структуры, формируемые из наборов квантовых ям. Поэтому такие структуры получили название множественных квантовых ям (МКЯ). Различают два типа множественных квантовых ям:

- если квантовые ямы для электронов и для дырок имеют одинаковую пространственную локализацию (т.е. располагаются в одной и той же области – см. рис.25, а), то такие структуры называют **структурами МКЯ первого типа**;

- если квантовые ямы для электронов и для дырок располагаются поочередно (см. рис.25, б), то такие структуры называют **структурами МКЯ второго типа**.

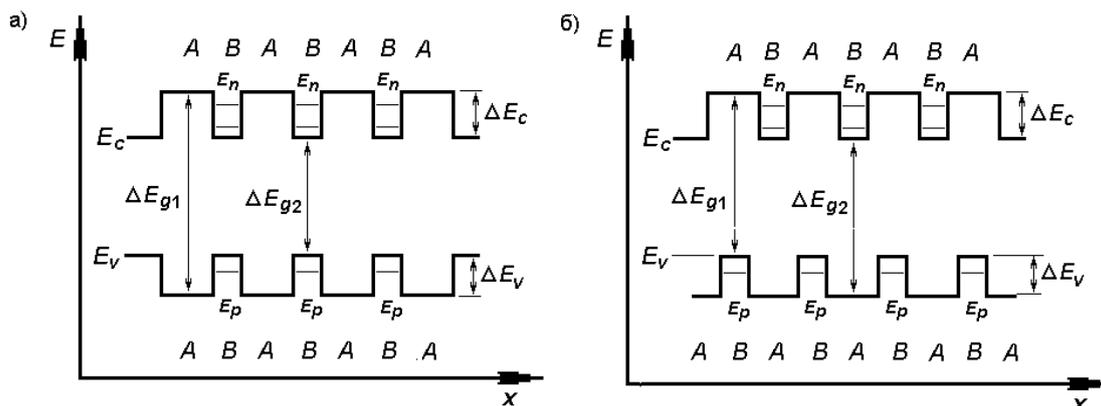


Рисунок 25 - Конструкция полевого транзистора и его энергетическая диаграмма в режиме инверсии поверхностной проводимости

В МКЯ-структурах соседние ямы не взаимодействуют между собой, поскольку разделяющие их барьеры достаточно протяженные (более 10 нм). Однако когда стенки барьеров тонкие, квантовые ямы оказываются связанными между собой за счет туннельных переходов электронов из одной ямы в другую.

Чаще всего в оптоэлектронике изготавливают МКЯ-структуры, состоящие примерно из до 25-30 квантовых ям. Периодичность такой структуры (ширина ямы + толщина барьера) составляет не более 20 нм, в результате чего полный размер структуры достигает 1 мкм. Это значение обычно считают пределом толщины, поскольку в противном случае любое излучение будет поглощаться первыми ямами и до последующих ям излучение не дойдет – все поглотится.

На рис.26 приведена энергетическая диаграмма МКЯ-структуры в электрическом поле при падении на нее длинноволнового излучения (например, с длиной волны 10 мкм). Если использовать собственное поглощение, то для регистрации этого излучения потребуется объемный полупроводник с шириной запрещенной зоны 0.1 эВ, который необходимо охлаждать до криогенных температур. Это дорого и непрактично. С помощью МКЯ-структур фотоприемник на указанную длину волны можно сделать, если использовать переходы между подзонами квантовых ям структур из $Al_xGa_{1-x}As$, энергетический зазор между которыми можно сделать равным 0.1 эВ, регулируя высоту барьера и ширину квантовых ям. Необходимо также сделать так, чтобы второй уровень (с $n = 2$) располагался чуть ниже границы зоны проводимости материала с большей шириной запрещенной зоны (в нашем случае $Al_xGa_{1-x}As$). Тогда электрическое поле, наклонив зоны, обеспечит выход электронов со второго уровня в зону проводимости $Al_xGa_{1-x}As$, по которой фотоэлектроны будут двигаться вдоль ось z , создавая фототок.

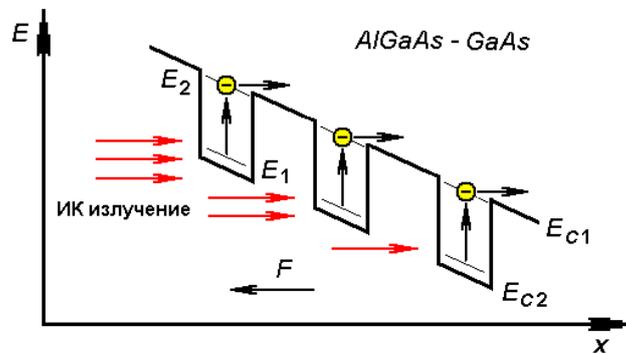


Рисунок 26 - Энергетическая диаграмма гетероструктуры с МКЯ при действии постоянного электрического поля

Кроме того, легированием полупроводника можно добиться того, что уровень для электронов с $n=1$ в квантовых ямах будет полностью заполнен, а с $n=2$ полностью пустым. Это дополнительно повысит эффективность фотоприемника предлагаемой конструкции за счет роста коэффициента поглощения падающего излучения.

4.4 Сверхрешётки

4.4.1 Концепция сверхрешеток

Идея сверхрешетки, высказанная японским физиком Лео Эсаки в конце 60-х годов, была реализована на практике с использованием метода молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). В настоящее время сверхрешетки являются одним из важнейших искусственных материалов, созданных человеком. Они образуются периодическим набором MQW-структур, в которых расстояние между соседними квантовыми ямами достаточно мало. По мере уменьшения ширины барьеров возрастает степень перекрытия волновых функций электронных состояний в ямах из-за эффекта туннелирования, вследствие чего дискретные уровни энергии в ямах уширяются, образуя энергетические зоны разрешенных значений энергии. Этот процесс похож на появление валентной зоны и зоны проводимости в объемном полупроводнике при сближении атомов в кристаллической решетке полупроводника. Наиболее важным моментом в создании сверхрешетки является образование новой периодичности в материале с периодом d , равным сумме ширины ямы a и ширины барьера b . Обычно значения a и b лежат в диапазоне от 4 до 2 нм соответственно, что достигается методом МЛЭ или газофазного химического осаждения из паров металлоорганических соединений.

4.4.2 Классификация сверхрешеток

Кроме квантовых ям, квантовых проволок и квантовых точек другой возможностью наблюдения квантово-размерных эффектов в полупроводниках является формирование на их основе сверхрешеток, которые представляют собой квантово-размерные системы в виде набора из чередующихся нанослоев ($1 \div 100$ нм) полупроводников различного состава.

Двойной гетеропереход первого типа имеет структуру типа $B/A/B$ и представляет собой одиночную квантовую яму, если ширина запрещенной зоны в материале A меньше, чем в материале типа B . Этот же гетеропереход представляет собой структуру с одиночным барьером, если запрещенная зона материала A больше, чем в материале B . В первом варианте внутренний слой типа A образует потенциальную яму, в которой происходит размерное квантование электронных и дырочных состояний. Во втором варианте слой A образует потенциальный барьер для электронов и дырок. Ясно, что двойной гетеропереход второго типа является структурой с квантовой ямой для одного типа носителей и одновременно структурой с одиночным барьером для носителей другого знака.

Логическим развитием однобарьерной структуры являются двухбарьерные и трехбарьерные структуры, т.е. одиночные или двойные квантовые ямы, отделенные барьерами конечной ширины от полубесконечных слоев с меньшей запрещенной зоной. Естественным продолжением структуры с одиночной квантовой ямой является структура с двумя, тремя и более квантовых ям. С точки зрения электронных свойств каждая яма является изолированной, однако наличие многих ям существенно сказывается на оптических свойствах таких структур.

Периодическая структура с квантовыми ямами, разделенными не широкими барьерами, называется *сверхрешеткой*. Термин «сверхрешетка» используется тогда, когда носитель заряда может туннелировать из одной ямы в другую и длина свободного пробега

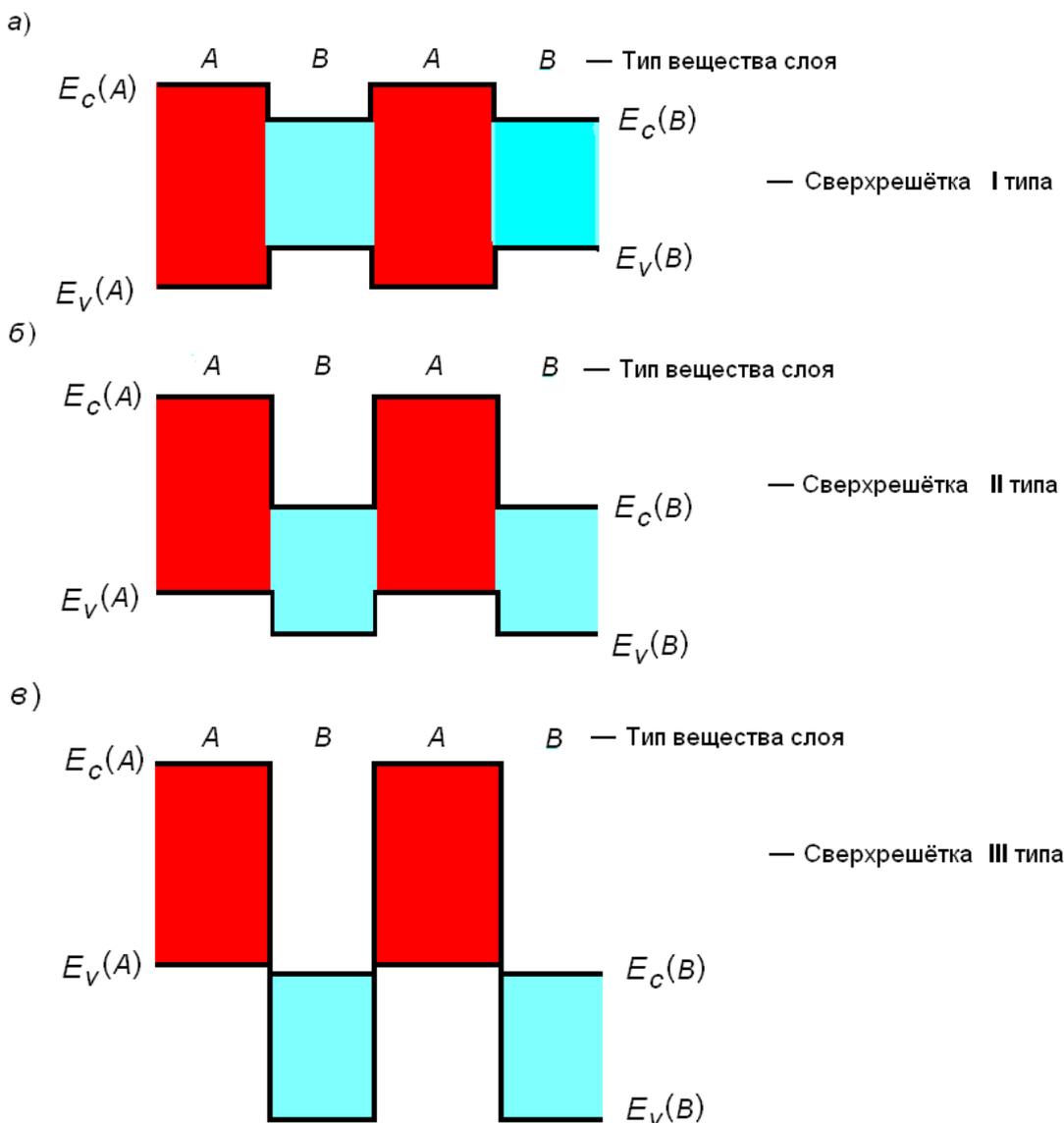


Рисунок 27. Энергетические диаграммы трёх типов сверхрешёток, образованных взаимодействующими квантовыми ямами из вещества типа A и типа B

этого носителя вдоль направления роста сверхрешетки превышает период структуры: $d = a + b$. В результате энергетические уровни изолированной ямы размываются в одномерные минизоны. Длины свободного пробега носителей разного знака могут существенно отличаться друг от друга, например, из-за различия эффективных масс электронов и дырок. Поэтому одна и та же периодическая структура с квантовыми ямами может выступать как сверхрешетка для одного типа носителей и как набор изолированных ям для других.

Таким образом, с точки зрения зонного спектра такой структуры можно выделить три основных типа сверхрешетки (на примере двух видов полупроводниковых материалов):

1. сверхрешетки, в которых запрещенная зона одного полупроводника (*B*-полупроводник) полностью находится в запрещенной зоне другого (*A*-полупроводник) (рис.27, а);
2. сверхрешетки, в которых минимум зоны проводимости одного полупроводника находится в запрещенной зоне другого, а максимум валентной зоны в запрещенной зоне первого (рис.27, б);
3. сверхрешетки, у которых запрещенная зона одного полупроводника полностью находится в разрешенной зоне другого (в валентной зоне или зоне проводимости) (рис.27, в).

Следующее понятие – **ультратонкая сверхрешетка**, отдельный слой которой содержит несколько моноатомных слоев. По определению сверхрешетки толщина ее слоев должна значительно превышать постоянную решетки, чтобы при описании электронных состояний можно было пользоваться методом эффективных масс. Тем не менее, ультратонкие сверхрешетки включаются в число низкоразмерных структур как предельный случай, когда $d \rightarrow 0$.

Для наблюдения пространственного квантования необходимо, чтобы расстояние между противоположными потенциальными барьерами было существенно меньше длины свободно-го пробега электрона. Это накладывает ограничения, как на геометрические размеры образца, так и на качество образцов и температуру, которая определяет длину свободного пробега.

Проведем классификацию сверхрешеток по используемым для их изготовления материалам.

1. **Композиционные** сверхрешетки получаются в случае, когда чередующиеся слои наносят из разных полупроводниковых материалов. Первоначально для изготовления сверхрешеток применяли материалы с практически одинаковыми постоянными решетки – *a*.

2. Сверхрешетка называлась **согласованной** или **ненапряженной**, если относительное рассогласование постоянных решеток $\Delta a / a \ll 0.01$. Совершенствование технологии роста позволило получать бездислокационные сверхрешетки и при заметном рассогласовании: $\Delta a / a \geq 0.01$. В таких структурах возникают внутренние упругие напряжения, приводящие к сжатию одного слоя и растягиванию другого. Такие решетки получили название **напряженных** сверхрешеток.

3. Наряду с композиционными сверхрешетками, образованными периодическими изменениями состава, сверхрешетки могут создаваться модулированным легированием донорной или акцепторной примесью одного полупроводникового материала, например, *GaAs*. Такие сверхрешетки называют **легированными**. Примером такой решетки может служить структура *n-GaAs / p-GaAs*, или *ipi*-структура.

4. Бывают **спиновые** сверхрешетки, а также **сверхрешетки Фибоначчи**, толщины слоев *A* и *B* изменяются по закону чисел Фибоначчи.

4.4.3. Энергетический спектр сверхрешетки

Рассмотрение принципиальных основ возникновения энергетических зон в сверхрешетках начнем с рассмотрения задачи перекрытия волновых функций электронов двух соседних квантовых ям. На рис.28 показаны две квантовые ямы, взаимодействующие между собой за счет туннельного эффекта. В соответствии с теорией возмущения уровень энергии E_1 за счет возмущения разделится на два уровня с энергиями между собой за счет туннельного эффекта. В соответствии с теорией возмущения уровень энергии E_1 за счет

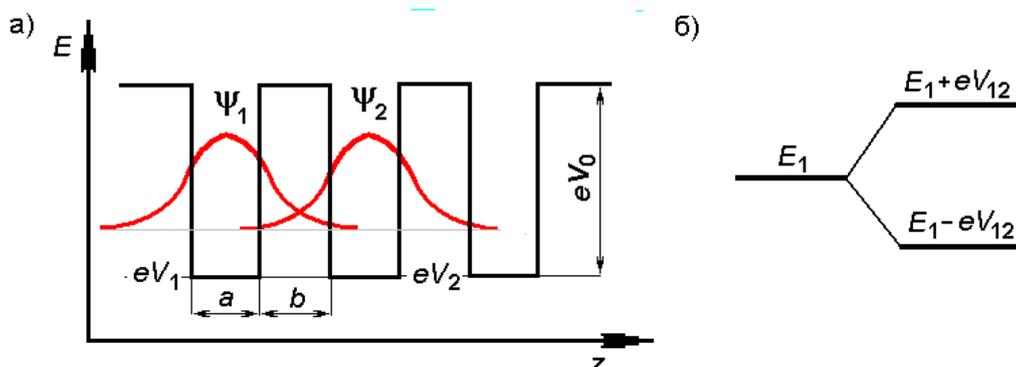


Рисунок 28 - Схема взаимодействия соседних квантовых ям в сверхрешётке – а) и расщепление уровней энергии электронов в результате взаимодействия ям – б)

возмущения разделится на два уровня с энергиями

$$E = E_1 \pm |V_{12}| \quad (4.4)$$

Энергия расщепления определяется интегралом перекрытия волновых функций

$$V_{12} = \int_{-\infty}^{\infty} \psi_1^* V(z) \psi_2 dz ,$$

причем, образующиеся уровни разрешенной энергии разделены между собой энергетическим интервалом, равным $2|V_{12}|$ и являющимся мерой воздействия одной ямы на другую.

4.4.4 Модель сверхрешетки Кронига – Пенн. Расщепление зон

Для описания структуры электронных зон в сверхрешетках можно воспользоваться аналогиями из курса физики твердого тела, уподобив сверхрешетку одномерной кристаллической решетке, образованной искусственными атомами – квантовыми точками или квантовыми ямами. При этом период сверхрешетки будет выступать как период трансляции одномерной решетки, потенциал квантовых ям будет потенциалом атомов в новой решетке. Таким способом можно получить зонный спектр сверхрешетки в рамках двух используемых в физике твердого тела приближений: приближения модели Кронига – Пенни и приближения сильной связи.

В приближении Кронига – Пенни периодический потенциал кристаллической решетки описывается как набор прямоугольных потенциальных ям, т.е. фактически так, как описываются сверхрешетки, составленные из прямоугольных квантовых ям. Предложенный ими периодический одномерный потенциал описывался следующим образом: ширина ямы a , ширина барьера b . Период такого потенциала равен $d = a + b$. Даже с учетом упрощенности такого потенциала по сравнению с потенциалом реальных систем, тем не менее, он позволяет получить новые результаты относительно структуры уровней, запрещенных зон, размеров зон и т.д. Уравнение Шредингера для этого случая будет иметь вид

$$\hat{H} \psi(Z) = E \psi(Z), \quad (4.5)$$

где гамильтониан содержит оператор кинетической и потенциальной энергии электрона, движущегося по оси z :

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial Z^2} + V(Z). \quad (4.6)$$

Для внутренних областей квантовых ям ($0 < z < a$), где $V = 0$, можно получить решения для волновых функций в виде:

$$\psi(Z) = Ae^{ik_0Z} + Be^{-ik_0Z}, \quad (4.7)$$

Подставляя это решение в уравнение Шредингера, получим

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial Z^2} [Ae^{ik_0Z} + Be^{-ik_0Z}] - E[Ae^{ik_0Z} + Be^{-ik_0Z}] = 0.$$

Взяв вторую производную от экспоненциальных функций, получим:

$$\frac{\hbar^2 k_0^2}{2m} [Ae^{ik_0Z} + Be^{-ik_0Z}] - E[Ae^{ik_0Z} + Be^{-ik_0Z}] = 0.$$

Отсюда находим, что волновой вектор в квантовой яме равен $k_0 = \sqrt{2mE/\hbar^2}$.

Вследствие эффектов туннелирования волновые функции могут быть продолжены и внутрь энергетических барьеров высотой V_0 и шириной b . В результате этого в области ($-b < z < 0$) волновая функция будет иметь вид затухающей экспоненты:

$$\psi(Z) = Ce^{qZ} + De^{-qZ}, \quad (4.8)$$

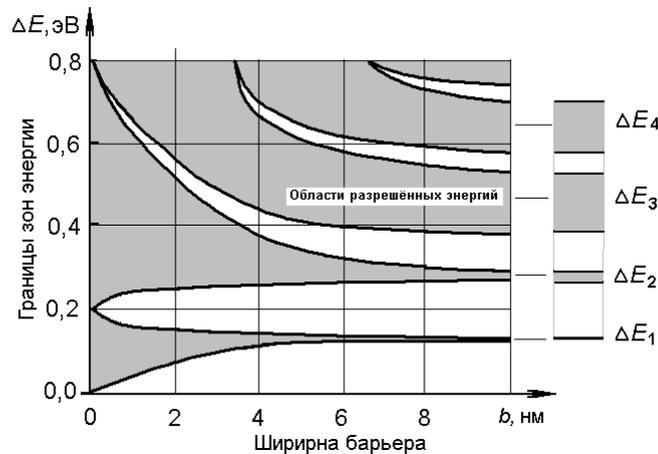


Рисунок 29 - Зависимость ширины подзон для различных значений номера состояния n от ширины барьерного слоя в сверхрешётке

$$V_0 - E = \frac{\hbar^2 q^2}{2m} \text{ или } q = \sqrt{\frac{2m(V_0 - E)}{\hbar^2}}. \quad (4.9)$$

Из условия непрерывности волновых функций и их производных при $z = 0$ (и $z = a$) (переменная z отсчитывается от левого края квантовой ямы) можно получить следующие равенства в точке $z = 0$:

$$\begin{cases} A + B = C + D \\ ik_0(A - B) = q(C - D) \end{cases} \quad (4.10), (4.11)$$

В соответствии с теоремой Блоха, волновые функции для квантовой ямы и для барьера в двух разных координатах связаны следующим образом:

$$\psi(a) = \psi(-b)e^{ik(a-b)},$$

где k – волновой вектор блоховской волновой функции. Используя это уравнение для волновых функций в квантовой яме и в барьере для точки $z=a$, можно дополнить уравнения (4.10) и (4.11) следующими уравнениями:

$$\begin{cases} Ae^{ik_0a} + Be^{-ik_0a} = (Ce^{-qb} + De^{qb}) \cdot e^{ik_0(a+b)} \\ ik_0(Ae^{ik_0a} - Be^{-ik_0a}) = q(Ce^{-qb} - De^{qb}) \cdot e^{ik_0(a+b)} \end{cases} \quad (4.12), (4.13)$$

Четыре уравнения (4.10) - (4.13) относительно четырех неизвестных амплитуд A, B, C, D имеют ненулевое решение при равенстве нулю определителя системы. Составив этот определитель и раскрыв его, получим следующее уравнение

$$\frac{q^2 - k_0^2}{2qk_0} \sin(k_0a) \operatorname{sh}(qb) + \cos(qa) \operatorname{ch}(qb) = \cos[q(a+b)]. \quad (4.14)$$

Это уравнение решается численными методами. Рассмотрим в качестве примера случай сверхрешетки, в которой $a = b$ и одинаковой эффективной массой электронов в квантовой яме и в материале барьера. На рис. 24 проведены вычисленные значения границ зон как из $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} - \text{GaAs}$ с разрывом зон, равным 0.3 эВ и эффективной массой $m_e^* = 0.067m_0$ для случая $E < V_0$. Из рисунка видно, что при значениях a выше 10 нм энергии электронов определены и соответствуют случаю отдельных квантовых ям. Однако, при ширине барьера меньше 6 нм в сверхрешетке возникают зоны энергий, образуя запрещенные

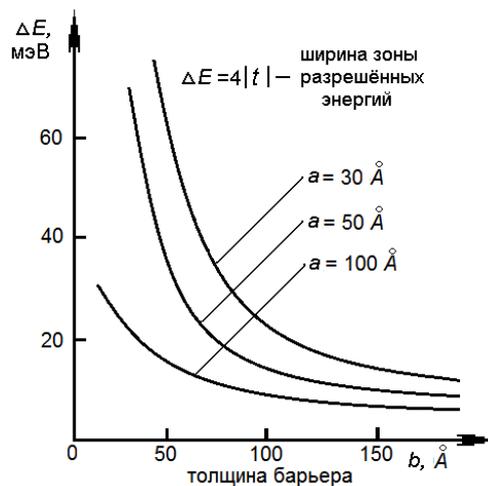


Рисунок 30 - Зависимость ширины энергетических минизон от толщины барьерных слоев в сверхрешетке при различных толщинах квантовых ям

зоны. Как видно из рисунка, при увеличении ширины барьера (т.е. при уменьшении перекрытия волновых функций, а значит и уменьшении интеграла \mathfrak{t}) получаем решение, соответствующее спектру структуры, составленной из невзаимодействующих ям (рис.30).

Претерпевает изменения не только энергетический спектр сврхрешётки, но и долинный спектр. Параболическая кривая, описывающая долинный спектр квантовой ямы и для свободных электронов разрывается на несколько зон и щелей на границах зон Брилюэна при значениях $k = \pm \pi n/d$. Часть зон может быть перенесена в приведенную зону ($-\pi/d < k < +\pi/d$). То есть все происходит так, как будто потенциал сверхрешетки расщепляет зону квазисвободных электронов в центре приведенной зоны. Поскольку обычно $a \ll d$, ширина таких запрещенных и разрешенных зон в сверхрешетках всегда много меньше, чем ширина соответствующей зоны полупроводника. Вследствие этого их часто называют **мини-зонами** и **мини-щелями**. Такой эффект получил название расщепление зон,

т.к. в результате отдельные участки зон в расширенной зоне расщепляются на меньшие зоны со значением k меньше, чем $2\pi/a$.

Пользуясь представлением об эффекте расщепления зон, можно создавать сверхрешетки из GaAs и AlGaAs с запрещенными зонами с прямыми и непрямыми оптическими переходами, в которых возможны квазипрямые оптические переходы.

Еще одним направлением развития является создание сверхрешеток из $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$ на основе гетероструктур SiGe. В таких сверхрешетках (обычно делают симметричными - $n = m$) минимум зоны проводимости кремния вблизи края зоны может быть переведен в положение k , близким к $k = 0$ последовательным расщеплением зон. При возрастании числа монослоев n поведение такой сверхрешетки будет все более напоминать полупроводниковую структуру, обладающую запрещенной зоной с прямыми оптическими переходами.

Сверхрешетки применяются в инфракрасной оптике благодаря малой ширине энергетических зон и щелей, а также непрямым оптическим переходам. Кроме того, поскольку они демонстрируют такие интересные свойства, как локализация Ванье – Штарка и блоховские осцилляции, то сверхрешетки могут быть применены, например, для создания генераторов синусоидальных колебаний.

4.5 Контрольные вопросы по главе 4

1. В чем принципиальное различие nano структур от гетероструктур, используемых в микроэлектронике?
2. Что такое гетеропереходы с модулированным легированием?
3. Какой формы образуется квантовая яма на границе двух материалов с разной шириной запрещенной зоны и разным типом проводимости?
4. В чем заключено различие между множественными квантовыми ямами первого и второго типа?
5. Множественные квантовые ямы какого типа используют для изготовления источников оптического излучения и какие для регистрации излучения?
6. По какому принципу сверхрешетки делят на три типа?
7. Какова физическая причина расщепления в сверхрешетках энергетических уровней в зоны?
8. В чем сущность приближения модели Крамерса – Пени в расчете энергетического спектра сверхрешетки?
9. Как меняется ширина энергетических подзон сверхрешетки по мере увеличения энергии расщепленных уровней размерного квантования?
10. Как зависит ширина энергетических минизон от толщины барьерных слоев при различных толщинах квантовых ям?

ГЛАВА 5 ПРОЦЕССЫ ПЕРЕНОСА В НАНОСТРУКТУРАХ В ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

В предыдущих главах рассматривались формирование и свойства квантовых ям на границе раздела полупроводников с разными по величине запрещенными зонами. Электроны в зоне проводимости таких квазидвумерных ям движутся практически свободно в плоскости, параллельной границам ямы. Для описания такого переноса, обычно называемого продольным, можно применить подход, аналогичный используемому в случае 3D полупроводника, с некоторыми оговорками. Они связаны со свойствами функции плотности состояний и с особенностями рассеяния электронов при движении в низкоразмерных системах.

Процессы переноса через потенциальные барьеры в области границы раздела, которые принято называть поперечным переносом, резко отличаются от продольного переноса, т.к. связаны с квантовым туннелированием сквозь барьер.

5.1 Продольный перенос

Электронный перенос в двумерных квантовых гетероструктурах, направленный параллельно потенциальным барьерам, может рассматриваться в рамках полуклассического подхода, используемому при описании трехмерных систем. Разумеется, в этой модели необходимо учесть дополнительные механизмы рассеяния электронов, а также особенности низкоразмерных систем

5.1.1 Механизмы рассеяния электронов

Основные механизмы рассеяния электронов при продольном переносе, как и в объемных образцах, связаны с фононами и атомами примесей (заряженными или нейтральными). Кроме того, имеются дополнительные механизмы, характерные именно для наноструктур, например, рассеяние на шероховатостях интерфейса. Рассмотрим их.

Электрон-фононное рассеяние.

Расчеты электрон-фонного взаимодействия в низкоразмерных системах показывают, что они во многом схожи с процессами в объемных полупроводниках. Как пример, такое взаимодействие является доминирующим в рассеянии электронов при температурах выше 50 К. Однако существует и значительное отличие, связанное с тем, что при очень малой ширине квантовой ямы возрастает роль акустических фононов.

Процессы рассеяния электронов на оптических фононах также отличаются от аналогичных процессов в объемных полупроводниках, особенно в случае полярных полупроводников типа A^3B^5 . Взаимодействие проявляется с особой силой в квантовых ямах, где нет перекрытия энергетических зон оптических фононов квантовой ямы (например, GaAs) и полупроводникового барьера (AlGaAs). В таких системах рассеяние на поверхностных оптических фононах больше, чем на объемных модах оптических фононов.

Рассеяние на примесных атомах.

При низких температурах в низкоразмерных полупроводниках основное рассеяние электронов осуществляется на примесных атомах и ионах, т.е. как и в объемных системах. Основное различие в этих механизмах в низкоразмерных и объемных материалах возникает при наличии пространственного разделения рассеивающих атомов (например, электроны движутся в GaAs, а рассеивающие доноры находятся в барьере AlGaAs, взаимодействие с которыми происходит через тонкий слой вещества полупроводника).

Рассеяние на шероховатостях границы раздела.

На абсолютно гладкой поверхности рассеяние электронов должно быть абсолютно упругим. Однако реальные поверхности имеют шероховатости, дефекты, что делает отражение электронов от такой поверхности «незеркальным» с потерей части импульса, что приводит к релаксационным эффектам. Относительный вклад шероховатостей в рассеяние

растет с уменьшением ширины квантовой ямы, когда глубина туннельного проникновения волновых функций электронов увеличивается, что делает их продольное движение более чувствительным к состоянию поверхности контактирующего вещества особенно при низких температурах. Как результат, рассеяние на шероховатостях поверхности в узких квантовых ямах почти на порядок превосходит рассеяние в двумерных квантовых системах со средней шириной квантовой ямы.

Межподзонное рассеяние

Рассмотрим двумерную квантовую систему, локализованную в потенциальной яме сверхрешетки. Если концентрация электронов в яме велика, то будут заполнены состояния не только основной подзоны, образованной из уровня основного состояния E_1 , но состояния следующей подзоны, образованной первым возбужденным уровнем квантовой ямы E_2 . Пусть концентрация электронов так велика, что уровень Ферми совпадает с одним из уровней подзоны с $n = 2$. Тогда в процессе рассеяния электроны с этого уровня могут осуществить межзонный переход в своей подзоне, но и переход в соседние подзоны с $n = 1$ и $n = 3$. Наличие двух каналов рассеяния увеличивает вероятность рассеяния, а значит, уменьшает величину подвижности электронов.

5.1.2 Продольный перенос горячих электронов

В некоторых типах полевых транзисторов и наноструктур кинетическая энергия электронов в электрическом поле становится высокой, значительно превосходя равновесную тепловую, имеющую порядок kT . В таких случаях говорят, что распределение электронов «отрывается» от распределения решетки, а сами электроны получили название «горячих». Следуя молекулярной теории, температуру электронов T_e можно найти по величине их кинетической энергии E_k

$$E_k = \frac{3}{2} kT_e.$$

Интересный эффект, названный «пространственным переносом горячих электронов», возникает при продольном движении горячих электронов в квантовых гетероструктурах. Его суть заключается в том, что при достаточно высокой энергии часть движущихся в электрическом поле электронов может высочить из квантовой ямы (из $GaAs$), перейдя в вещество барьера (в $AlGaAs$). В результате этого перехода, который усиливается с ростом тянущего поля, на вольт-амперной характеристике появляется участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением (ОДС). На основе этого участка могут быть созданы устройства нового типа, называемые *резонансными туннельными транзисторами*.

В объемных материалах горячие электроны наблюдались в образцах типа МОП-транзисторов, размеры области ускорения в которых малы (несколько сотен нанометров) и меньше длины их свободного пробега. В этих условиях пробег электронов осуществляется практически без столкновений. Такие электроны получили название баллистических, а достигаемые ими дрейфовые скорости составляют порядка 10^7 см/с, что вдвое превышает предельную дрейфовую скорость электронов в объемных материалах. Это явление называют *эффектом всплеска дрейфовой скорости*, который используется для изготовления высокочастотных полевых транзисторов с коротким расстоянием «сток-исток».

5.2 Поперечный перенос

Рассмотрим движение электронов перпендикулярное плоскостям потенциальных барьеров. Такой перенос часто ассоциируется с туннелированием частицы сквозь потенциальные барьеры, поскольку ее энергия может оказаться меньше высоты барьеров. Однако механизмов переноса значительно больше.

5.2.1 Резонансное туннелирование в наноструктурах

Резонансное туннелирование сквозь двойной потенциальный барьер является одним из явлений поперечного переноса. На рис.31 представлена энергетическая диаграмма наноструктуры с двойным барьером, изготовленной из нелегированного GaAs, покрытого с двух сторон слоями AlGaAs при различных значениях напряжения на ней: в отсутствие электрического поля – а), при средних напряжениях – б) и высоких значениях напряжения – в). Как следует из представленного рисунка, при приложении постоянного напряжения к такой структуре зонная диаграмма наклоняется на угол, определяемый величиной приложенного поля. Резонансное туннелирование электрона сквозь левый барьер

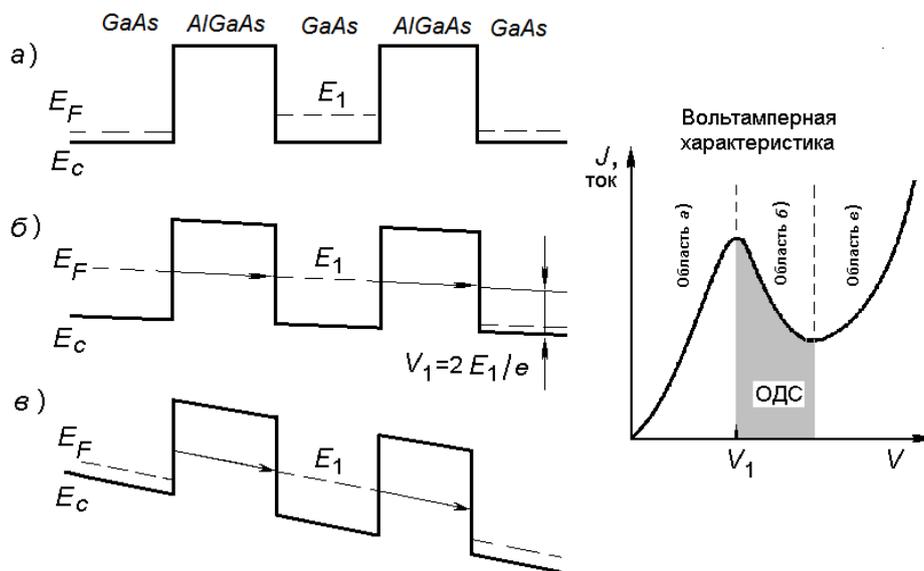


Рисунок 31 - Энергетические диаграммы двухбарьерной гетероструктуры AlGaAs-GaAs-AlGaAs при различных значениях напряжения на ней, поясняющие появление участка отрицательного дифференциального сопротивления на её вольтамперной характеристике

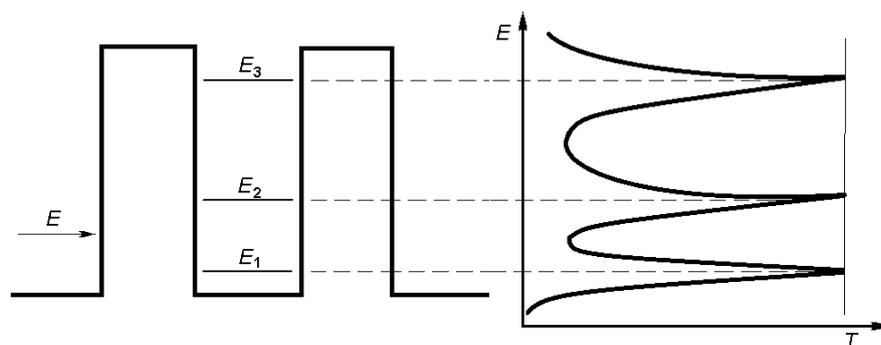


Рисунок 32. Поведение коэффициента пропускания электронного тока двухбарьерной гетероструктуры с резонансно-туннельным преодолением двух барьеров

происходит тогда, когда энергия электрона сравнивается с энергией первого уровня в квантовой яме $E_F = E_1$. Для этого необходимо приложить напряжение $V_1 = 2E_F/e$. Тогда уровень Ферми левого барьера будет точно равен E_1 . В этом случае коэффициент туннельного проникновения точно равен единице и через структуру потечет электрический ток.

Если напряжение на структуре станет больше V_1 , то ток через структуру уменьшится. Дальнейшее возрастание напряжения в итоге приведет к росту тока, т.к. высота оставшихся барьеров справа будет снижена из-за наклона энергетической диаграммы. Таким образом, вольт-амперная характеристика такой структуры будет иметь *N*-образный вид с четко

выраженным участком отрицательного дифференциального сопротивления.

В целом поведение коэффициента пропускания квантовой ямы T показано на рис.32, где в левой части рисунка показана её энергетическая диаграмма с тремя квантовыми уровнями, а в правой части - зависимость коэффициента прозрачности двух барьеров от энергии E падающей частицы.

5.2.2 Токотекание в сверхрешетках в поперечных электрических полях

Ранее отмечалось, что электронные состояния квантовых ям в сверхрешетке образуют энергетические подзоны, которые гораздо уже зон разрешенных значений энергии в трехмерных полупроводниках. Малая ширина минизон и энергетических щелей между ними являются следствием того, что период сверхрешетки d во много раз больше периода трансляции кристаллической решетки полупроводника. Далее будет показано, что малая ширина подзон при действии электрического поля приводит к ряду физических эффектов (типа осцилляций Блоха). Кроме того, под действием электрического поля энергетические уровни ямы шириной a образуют в сверхрешетке так называемую *штарковскую лестницу* из ступеней, высотой eFa , где F - величина электрического поля.

Блоховские осцилляции. Рассмотрим долинный спектр полупроводника (рис.33), который похож на первую подзону в сверхрешетке. Внешнее поле F прикладывается перпендикулярно плоскости квантовых ям. Движение электронов в такой подзоне описывается уравнением вида

$$m \cdot a = \text{сила} = -eF, \quad m \cdot \frac{dv}{dt} = \frac{dp}{dt} = \hbar \frac{dk}{dt}, \quad \hbar \frac{dk}{dt} = -eF, \quad (5.4)$$

решением которого является волновой вектор, зависящий от величины электрического поля и времени его действия на электрон

$$k(t) = k(0) - \frac{eF}{\hbar} t. \quad (5.5)$$

В соответствии с решением (5.5) волновой вектор должен линейно возрастать со временем. Будем считать, что исходно электрон находился в точке O , а направление действия электрического поля противоположно оси волновых векторов k . Начиная движение из точки O , электрон движется по кривой $E(k)$ слева направо до точки B , в которой волновой вектор принимает максимальное значение ($k_{\max} = \pi/d$). В точке B скорость электрона уменьшается до нуля, он останавливается. Но действующее поле вынуждает его начать двигаться снова. Теперь он движется в ту же сторону стороны значений волнового вектора, постепенно увеличивая скорость. В этом смысле точки B и C это фактически одно и то же энергетическое состояние электрона (одинаковое значение энергии, нулевая скорость – см. выражение (5.6)). Различие этих точек только в направлении движения.

Можно рассматривать переход электрона из точки B точку C зоны Бриллюэна по вектору обратной решетки \bar{G} . В этой точке волновой вектор меняет знак $k_{\min} = -\pi/d$, что означает брэгговское отражение электронной волны. Далее электрон снова ускоряется электрическим полем, двигаясь слева направо по долинному спектру. Снова на границе зоны Бриллюэна отражается, и цикл повторяет снова. Поскольку имеет место периодическое изменение направления и величины вектора скорости заряженной частицы, то это приводит к появлению в минизоне переменного тока, который, согласно законам электродинамики, создает электромагнитное поле – блоховские осцилляции.

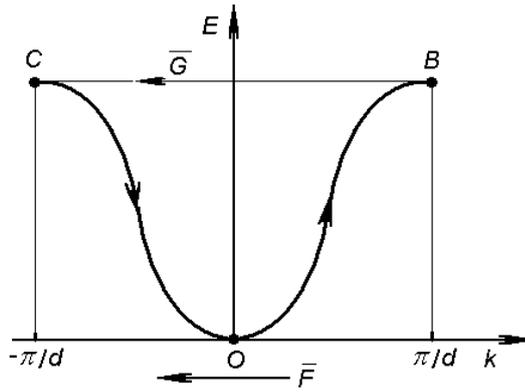


Рисунок 33 - Долинный спектр сверхрешётки и движение электрона в зоне Бриллюэна

Найдем скорость движения электрона по указанной траектории. Для этого из уравнения для энергии движения электрона

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}$$

найдем производную по волновому вектору

$$\frac{\partial E}{\partial k} = \frac{\hbar^2}{2m^*} 2k = \frac{\hbar^2}{m^*} k = \frac{\hbar^2}{m^*} \cdot \frac{m^* v}{\hbar} = \hbar v.$$

Отсюда получим выражение для определения скорости частицы:

$$v = \frac{1}{\hbar} \cdot \frac{\partial E}{\partial k} \quad (5.6)$$

Как показано выше, эта скорость определяет периодическое движение, и в реальном пространстве, и в обратном (в k -пространстве). Период таких колебаний T_B равен времени прохождения частицей зоны Бриллюэна длиной $2\pi/d$: от точки O до точки B путь равен π/d и от точки C до точки O снова такой же путь. Значит, изменение волнового вектора составляет величину $\Delta k = 2\pi/d$. Согласно выражению (5.5) волновой вектор меняется во времени по линейному закону. По этой причине изменение волнового вектора за период есть

$$\Delta k = \frac{eF}{\hbar} T_B.$$

Приравняв это выражение изменению волнового вектора за период, равному $2\pi/d$, получим:

$$\frac{2\pi}{d} = \frac{eF}{\hbar} T_B.$$

Откуда найдем окончательное выражение для периода блоховских осцилляций:

$$T_B = \frac{2\pi}{\omega_B} = \frac{2\pi\hbar}{eFd} \quad (5.7)$$

Согласно выражению (5.7) период блоховских осцилляций зависит только от периода сверхрешетки d и величины электрического поля F . Эти колебания и называют *блоховскими осцилляциями*. В объемных кристаллах они не наблюдаются в силу того, что электроны не могут дойти до границы (точки B и точки C) зоны Бриллюэна из-за сильного рассеяния, отбрасывающего электроны к начальной точке O .

Для наблюдения блоховских осцилляций необходимы небольшие электрические поля, т.к. при больших полях проявляется зинеровское туннелирование электронов из одной минизоны разрешенных значений энергии в другую. Таким образом, для наблюдения этих осцилляций необходимы узкие минизоны и широкие щели (запрещенные зоны) между ними.

Штарковские лестницы. С действием сильного электрического поля на систему квантовых ям связан еще один эффект – образование штарковских лестниц. Их появление можно объяснить следующим образом. Пусть на сверхрешетку действует электрическое поле. На энергетической диаграмме это действие отражается наклоном зон энергий на угол, определяемый величиной поля - $\operatorname{tg}\alpha = eF$ (см. рис.34). Как показано в предыдущем абзаце параграфа, электрон с энергией E_T может совершать блоховские осцилляции в пространстве между координатами z_1 и z_2 . При увеличении поля наклон зон увеличится, и электрон будет совершать колебания уже в меньшем объеме. При высоких полях электрон может оказаться локализован в пределах одной квантовой ямы. Для этого потребуется, чтобы

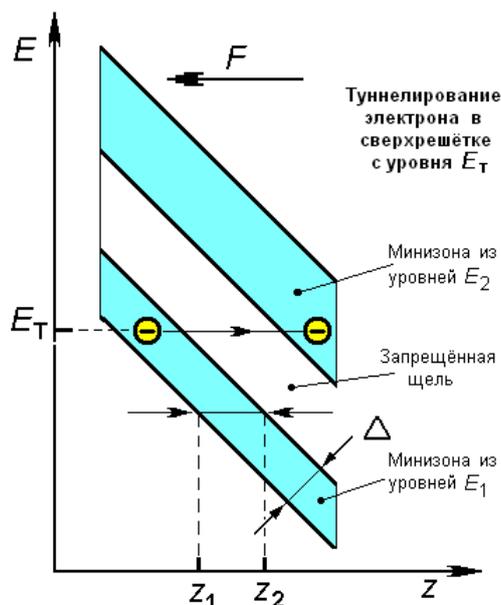


Рисунок 34 - Туннельный пробой электроном запрещенной щели сверхрешетки при действии электрического поля

разность энергетических уровней ΔE в двух соседних ямах превышала ширину подзон Δ , т.е. должно выполняться условие $\Delta E = eFd > \Delta$. В этом случае квантовые ямы можно считать несвязанными между собой. Таким образом, при значениях электрического поля больше Δ/ed электроны локализуются в квантовых ямах, чьи собственные энергетические состояния существенно различаются и тогда понятие подзон становится неприменимым по причине отсутствия взаимодействия между соседними квантовыми ямами. Вместо этого в таких сверхрешетках возникают новые структуры квантовых энергетических состояний, получившие название *штарковских лестниц* (эффект Штарка в квантовой механике описывает расщепление уровня энергии электронов, находящихся на орбитах атома, на подуровни при действии электрического поля на атомную систему).

Отрицательное дифференциальное сопротивление. Последний эффект, связанный с действием сильного электрического поля на сверхрешетку, заключается в появлении на ее вольтамперной характеристике участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением (ОДС), за счет эффекта туннелирования электронов через барьеры сверхрешетки в сильных электрических полях. На рис.35, а продемонстрировано, что резонансное туннелирование между уровнями E_1 и E_2 в присутствии электрического поля наблюдается при условии, что

$$E_2 - E_1 = eFd. \quad (5.9)$$

На рис. 35, б, область ОДС находится на вольтамперной характеристике сверхрешетки после резонансного пика, вызванного резонансным туннелированием электронов.

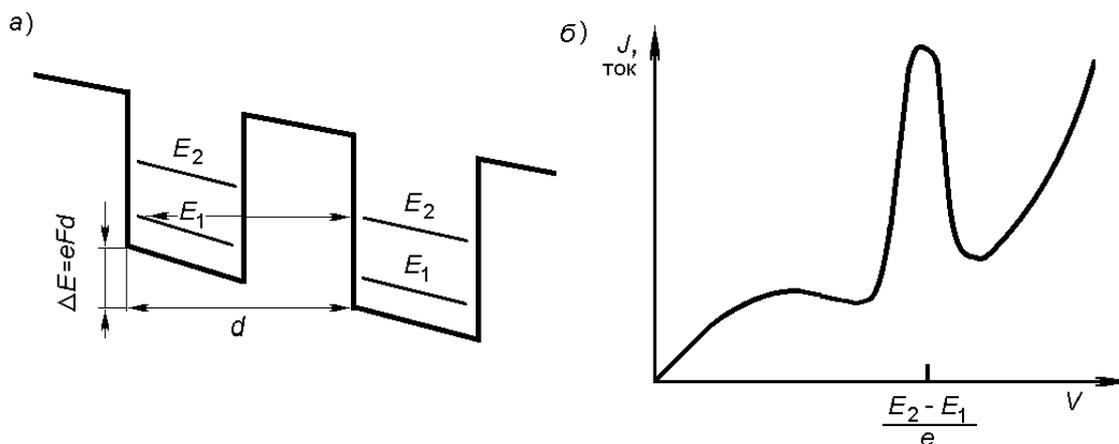


Рисунок 35. Схема появления участка с ОДС на вольтамперной характеристике сверхрешётки при действии электрического поля

5.3 Квантовый перенос в наноструктурах

Рассмотрим теперь процессы квантового переноса, происходящего при протекании тока через наноструктуры за счет действия внешнего источника. Такие процессы называют мезоскопическими. В микроэлектронике они имеют место в приборах с субмикронными и нанометровыми размерами. Явлениями, обнаруживаемыми при мезоскопическом переносе, являются *квантование проводимости* в единицах $2e^2/h$, а также *кулоновская блокада*, наблюдаемая в квантовых точках.

Для наблюдения квантовых эффектов в полупроводниковых наноструктурах необходимо выполнить ряд условий. Общее требование их наблюдаемости заключается в том, что при заданных условиях квантовый перенос сильнее проявляется в тех наноструктурах, эффективная масса электронов в которых меньше (более высокую их подвижность). Кроме того, уменьшение эффективной массы электронов приводит к повышению их энергетических уровней в квантовой яме. Чем меньше эффективная масса электрона, тем при более высокой температуре наблюдается квантовый перенос.

Перенос в мезоскопических системах обычно происходит в баллистическом режиме, т.к. их размеры обычно меньше средней длины свободного пробега электрона (обычно около 1 мкм). Так, в гетероструктурах $AlGaAs - GaAs$ при низких температурах это величина составляет единицы микрон. Кроме отсутствия процессов рассеяния, баллистический перенос характеризуется тем, что при нем электроны не теряют фазовую когерентность, поскольку не участвуют в неупругих столкновениях. Благодаря этому электроны в мезоскопических системах могут демонстрировать интерференционные эффекты.

5.3.1 Токотекание в квантовых ямах

Для усиления взаимодействия носителей заряда с квантовыми ямами необходимо из всех токов, текущих в гетероструктурах с квантовыми ямами, выделить токи определяющие заполнение квантовых ям неравновесными носителями заряда ям и их опустошение, от токов, не принимающих участие во взаимодействии носителей заряда и квантовых ям.

На рисунке 36 приведена энергетическая диаграмма квантовой ямы, в которую по зонам разрешённых значений энергии барьерных слоёв слева и справа поступают неравновесные электроны и дырки. Двигаясь под действием напряжения смещения над ямой, носители заряда могут быть захваченными ей и оказаться на верхнем уровне энергии

размерного квантования, обозначенного на рисунке как E_{kn} (или E_{kp}). На этот процесс электрону требуется время, называемое временем захвата $\tau_{зах}^{(n)}$. Чтобы оказаться на верхнем уровне электрон (дырка) должен отдать часть своей энергии величиной $\Delta E = E_C^{(b)} - E_{kn}$. В реальных условиях эта величина составляет десятые доли электрон-Вольта. Принять эту энергию может любая частица твердого тела, но в нём больше всего фононов. Поэтому наиболее вероятным участником процесса захвата электрона будут оптические фононы, энергия которых по порядку величины соответствует реальным энергетическим зазорам в квантовых ямах. Участие менее энергетичных акустических фононов значительно слабее по причине малой вероятности многочастичных процессов по сравнению с одно-двухчастичными процессами.

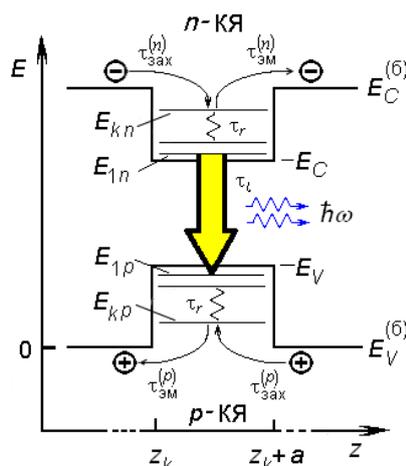


Рисунок 36 - Энергетическая диаграмма квантовой ямы с указанием процессов захвата, эмиссии носителей заряда и люминесценции

Захваченный электрон (дырка) далее может, либо опуститься на более низкий уровень энергии, снова отдав часть своей энергии фононам решетки, либо эмиттировать из квантовой ямы в зону проводимости барьерного слоя с характерным временем эмиссии $\tau_{эм}^{(n)}$. Второй процесс менее вероятен, чем первый по причине (действия первого закона термодинамики) стремления полупроводника минимизировать свою полную энергию, чему способствует первый процесс и препятствует второй. Опустившись на нижний уровень размерного квантования ямы E_{1n} через время излучательной рекомбинации $\tau_l \approx 10^{-8} c$ электрон рекомбинирует с дыркой из дырочной ямы, излучив квант света.

Важным параметром, с помощью которого можно наглядно оценить эффективность преобразования электрической энергии в световую, является соотношение времени захвата свободных носителей заряда квантовой ямой к времени их эмиссии из ямы:

$$\eta_{кя} = \frac{\tau_{эм}^{(n)}}{\tau_{эм}^{(n)} + \tau_{зах}^{(n)}} = \frac{1}{1 + \left(\tau_{зах}^{(n)} / \tau_{эм}^{(n)} \right)}.$$

Чем ближе этот параметр к единице, тем выше излучательная способность квантовой ямы. Данное условие реализуется, когда $\tau_{эм}^{(n)} \gg \tau_{зах}^{(n)}$. Для выполнения этого условия на практике необходимо знать зависимости времени захвата и эмиссии от параметров ямы. Получим аналитическое выражение для этого параметра.

В настоящее время в научной литературе имеется несколько моделей захвата – эмиссии носителей заряда на уровне энергии в полупроводнике, но все они не дают точного

решение в применении к квантовым ямам по причине сложности и недостаточной изученности физических процессов, определяющих захват и эмиссию.

Приводимый ниже расчет не претендует на точное описание захвата – эмиссии, он скорее является примером подхода к решению сложных задач, т.к. позволяет приблизиться к пониманию наиболее сложных физических и математических моментов рассматриваемого явления.

Основные положения расчета. Для решения поставленной задачи в первом приближении можно воспользоваться моделью Шокли - Рида по заполнению и опустошению глубокого уровня энергии свободными носителями заряда. Однако такой подход к описанию взаимодействия уровня размерного квантования и носителей заряда имеет принципиальный недостаток, обусловленный игнорированием пространственных ограничений на взаимодействие носителей заряда с гипотетическим глубоким уровнем.

Из физических соображений следует, что время захвата (эмиссии) электрона КЯ $\tau^{(кя)}$ можно определить как среднее значение времени между соседними соударениями $\overline{t_{ст}}$, умноженное на число столкновений $N_{ст}$, необходимых для изменения энергии электрона до требуемого значения:

$$\tau^{(кя)} = N_{ст} \cdot \overline{t_{ст}}. \quad (5.10)$$

В стационарном состоянии нижние уровни энергии минизоны проводимости КЯ могут оказаться постоянно занятыми. Поэтому для захвата (эмиссии) ямой в результате столкновений электрон должен потерять при захвате и приобрести при эмиссии энергию ΔE , равную (рис.36):

$$\Delta E = E_c^{(б)} - E_k, \quad ; \quad (5.11)$$

где $k = 1, 2, \dots$ – ряд целых чисел;

E_k - энергия уровня, на который садится электрон в результате захвата его КЯ или эмитируется в зону проводимости барьерного слоя при эмиссии;

$E_c^{(б)}$ - энергия дна зоны проводимости барьерного слоя.

Значит, число необходимых для захвата (эмиссии) столкновений, в результате которых электрон потеряет (приобретет) избыток энергии величиной kT , равно

$$\Delta N_{ст} \cong \Delta E/kT. \quad (5.12)$$

Однако реальное число столкновений электрона, необходимое для снижения его энергии до требуемого значения, будет значительно больше найденного по выражению (5.12), поскольку случайные соударения электрона с фононами и дефектами заканчиваются одним из трех состояний электрона: состояние «+» - электрон приобретает квант тепловой энергии, состояние «0» – электрон не изменяет своей энергии, состояние «-» – электрон теряет квант энергии величиной kT . Поэтому захват электрона квантовой ямой произойдет, если в результате множественных соударений реализуется такая последовательность конечных состояний электрона «+», «0», «-», в которой сумма перечисленных состояний равна величине $\Delta N_{ст}$. Заметим, что среднее число столкновений с приобретением энергии kT $N_{ст}^{(+)}$, без приобретения энергии $N_{ст}^{(0)}$ и потерей энергии $N_{ст}^{(-)}$ будут отличаться друг от друга на величину, которую в настоящее время вычислить не удаётся. Поэтому для получения качественного результата по соотношению времён воспользуемся законом Максвелла – Больцмана для распределения числа частиц по их энергии:

$$N_{\text{CT}}^{(+)} = N_{\text{CT}}^{(0)}(\Delta N_{\text{CT}}) \cdot \exp\left(\frac{\Delta E}{kT}\right), \quad N_{\text{CT}}^{(-)} = N_{\text{CT}}^{(0)}(\Delta N_{\text{CT}}) \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right). \quad (5.13)$$

Время захвата электрона Для получения выражения для времени захвата электрона необходимо учесть особенности определяющих захват взаимодействий. Первая особенность заключается в том, что захват свободного носителя заряда квантовой ямой произойдет, если электрон, находясь над квантовой ямой, за счет столкновений с фононами уменьшит свою энергию до энергии занимаемого им состояния в яме. Время захвата электрона квантовой ямой найдем, если известна средняя длина свободного пробега электрона, среднее число столкновений, обеспечивающих передачу энергии решетке, а также избыток энергии

$$\tau_{\text{зах}}^{(\text{кя})} = N_{\text{CT}}^{(0)}(\Delta N_{\text{CT}}) \cdot \overline{t_{\text{CT}}} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right). \quad (5.14)$$

Здесь первый множитель указывает требуемое среднее число столкновений, а последний, в силу распределения Максвелла-Больцмана, увеличение вероятности потери энергии при столкновениях по сравнению со случаями отсутствия потерь и приобретения энергии.

Другая особенность процесса захвата заключается в том, что захват возможен не для всех электронов, движущихся под действием напряжения смещения по зоне проводимости системы «барьер – КЯ – барьер». Поэтому в выражение (5.14) необходимо ввести вероятность того, что в момент первых столкновений электрон должен находиться над КЯ. Только в этом случае он сможет, релаксируя, опуститься в КЯ. Соотношение скоростей протекания этого события и ему обратного можно описать отношением площадей, с которых поступают электроны для захвата - $S_{\text{зах}}$ и для эмиссии - $S_{\text{эм}}$. Первая область определяется длиной свободного пробега электрона - l_V по обеим координатам. Вторая же величиной l_V и толщиной квантовой ямы a :

$$W_{\text{CT}} = \frac{S_{\text{зах}}}{S_{\text{эм}}} = \frac{l_V^2}{a \cdot l_V} = \frac{l_V}{a}. \quad (5.15)$$

Можно показать, что при указанном дополнении выражение для времени захвата электронов ямой будет иметь вид:

$$\tau_{\text{зах}}^{(\text{кя})} = N_{\text{CT}}^{(0)}(\Delta N_{\text{CT}}) \cdot K \cdot \left(\frac{1}{l_V^2} \sqrt{\frac{m_n^*}{2kT}} \right) \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right). \quad (5.16)$$

Здесь обозначено:

K - «приведенный» объем квантовой ямы при захвате-эмиссии носителей заряда.

Данное выражение позволяет оценить время захвата электрона квантовой ямой, если известны её толщина, энергетическая глубина, длина свободного пробега электрона, а также среднее число столкновений, обеспечивающих передачу решетке энергии электрона.

Время эмиссии электрона. Эмиссию электрона из ямы в зону проводимости барьерного слоя можно рассматривать как процесс, обратный процессу захвата, но с тем принципиальным различием, что при эмиссии пространственное ограничение на участие электронов в процессе отсутствуют. Следует также иметь в виду, что для эмиссии электрон должен приобрести дополнительную энергию величиной, определяемой выражением (6). Тогда, используя выражение (9) время эмиссии электрона из КЯ в зону проводимости барьерного слоя можно определить следующим образом:

$$\tau_{\text{эм}}^{(\text{кя})} = N_{\text{CT}}^{(0)}(\Delta N_{\text{CT}}) \cdot \overline{t_{\text{CT}}^{(\text{кя})}} \cdot \exp\left(\frac{\Delta E}{kT}\right). \quad (5.17)$$

Тогда получим:

$$\tau_{\text{эм}}^{(\text{кя})} = N_{\text{ст}}^{(0)}(\Delta N_{\text{ст}}) \cdot K \cdot \left(\frac{1}{a \cdot l_V} \sqrt{\frac{m_n^*}{2kT}} \right) \cdot \exp\left(\frac{\Delta E}{kT}\right). \quad (5.18)$$

В итоге соотношение времён захвата и эмиссии будет следующим

$$\frac{\tau_{\text{зах}}^{(\text{кя})}}{\tau_{\text{эм}}^{(\text{кя})}} = \left(\frac{a}{l_V} \right) \cdot \exp\left(-2 \frac{\Delta E}{kT}\right). \quad (5.19)$$

Данное выражение в части энергетической зависимости структурно сходно с соотношением параметров захвата – эмиссии носителей заряда глубоким уровнем в 3D полупроводниках, но отличается наличием геометрического фактора, описываемого первым сомножителем в (5.19).

Основной вывод, который следует из проведённого рассмотрения, заключается в следующем: поскольку длина свободного пробега электрона на два порядка больше толщины типичной квантовой ямы, то даже при глубина квантовой ямы ΔE в единицы теплового кванта решётки захват электронов квантовой ямой превосходит эмиссию из ямы. На это есть две физических причины: с одной стороны, попасть электрону в узкую КЯ труднее, чем пролететь над ней на расстояние l_V – за этот эффект ответственен первый сомножитель в (5.19), а во-вторых, потерять часть энергии электрону легче, чем ее приобрести, что отражено вторым сомножителем. Поэтому при малых глубинах залегания энергетического уровня ΔE скорость захвата - выброса носителей определяются соотношением ширины КЯ и длины свободного пробега в объеме полупроводника.

5.3.2 Токопротекание в квантовых проволоках. Формула Ландауэра

Рассмотрим квантовую проволоку, в которой ограничение движения электронов происходит по осям x и y , а свободное движение возможно по оси z . Это означает, что данная проволока характеризуется двумя наборами энергетических уровней, описывающих

энергетическое состояние электронов при их движении по осям x и y : $E^{(X)}$, $E^{(Y)}$. При этом движущийся по оси z электрон будет иметь энергию по оси x , например, определяемую уровнем энергии $E_1^{(X)}$, а по оси Y уровнем энергии, например, $E_1^{(Y)}$. Двигаясь по направлению z , электроны могут совершать переходы между уровнями спектров энергий $E^{(X)}$ и $E^{(Y)}$. При этом полная энергия электрона по трем координатам будет постоянной.

Пусть квантовая проволока с помощью омических контактов (т.е. не дающих рассеяние) припаяна своими концами к двум резервуарам электронов с уровнями Ферми в них E_{F1} и E_{F2} . Это создает разность потенциалов между ними в виде напряжения $V = (E_{F1} - E_{F2})/e$. Пусть также длина проволоки меньше длины свободного пробега электрона, так что его движение является баллистическим. Тогда плотность тока j , протекающего по проволоке, будет равна произведению концентрации электронов (которую можно определить как функцию плотности состояний в одномерной системе $n_{1D}(E) = 2/\pi\hbar v$ в интервале энергий $E_{F1} - E_{F2}$ на скорость электронов $v(E)$ и заряд электрона

$$j = en_{1D}(E) \cdot v(E) \cdot (E_{F1} - E_{F2}) \quad (5.20)$$

Подставим сюда выражение для функции плотности состояний одномерной системы, исключив из нее множитель 2. т.к. электроны в квантовой проволоке могут двигаться только

в одном направлении. Заменяем также разность уровней Ферми напряжением между резервуарами: $eV = E_{F1} - E_{F2}$. Тогда из выражение (5.20) получим

$$j = e \frac{1}{\pi \hbar v(E)} \cdot v(E) \cdot eV = \frac{e^2}{\pi \hbar} V = \frac{2e^2}{2\pi \hbar} V = \frac{2e^2}{h} V, \quad (5.21)$$

из которого следует, что проводимость квантовой проволоки не зависит от ее параметров: ее длины, сечения, параметров материала. Это неудивительно, т.к. независимость от длины квантовой проволоки вытекает из отсутствия столкновений электронов с дефектами ее структуры (предположение о баллистическом характере движения электронов). Независимость от площади поперечного сечения следует из размеров квантовой проволоки в плоскости, перпендикулярной направлению переноса (в этой плоскости электрон – это волна и потому он не встречает рассеивающие дефекты, т.к. их нет). Отсутствие параметров материала заложено в стандартной для всех материалов квантовой проволоки функции плотности состояний. По этой причине отношение

$$G = \frac{2e^2}{h} \quad (5.22)$$

называют квантовой единицей проводимости (квантом проводимости), а обратную ей величину

$$R_0 = \frac{h}{2e^2} = 25.8 \text{ кОм} \quad (5.23)$$

квантовым или фундаментальным сопротивлением.

Выражение (5.22) получено на основании простых рассуждений, учитывающих движение электронов только основного состояния. Его можно обобщить на случай, когда в проводимости участвуют электроны квантовых ям не с одной, а с нескольких подзон, лежащих выше первой подзоны, образованной уровнями энергий квантовых ям с $E > E_1$. В этом случае говорят о нескольких *каналах* или *модах* квантового переноса. При наличие нескольких каналов электроны могут инжектироваться с контактов в квантовую проволоку в любой канал (подзону) m , а затем после рассеяния на каком-либо центре переходить в другой канал с номером n . Такие электроны будут вносить свой вклад в общую проводимость квантовой проволоки, который можно рассчитать как произведение кванта проводимости на квантово-механическую вероятность перехода $|t_{nm}|^2$, которая будет отражать, с одной стороны, вероятность инжекции электрона из контакта в канал с номером n , а с другой – их переход из канала n в канал m . Эту вероятность можно рассчитать через вероятность пропускания t_{nm} волновых функций электрона. Тогда полная проводимость получается в результате суммирования процессов квантового переноса по всем каналам

$$G = \frac{2e^2}{h} \sum_{n,m} |t_{nm}|^2. \quad (5.24)$$

Здесь обозначено:

N - полное число каналов, участвующих в токопереносе.

Выражение (5.24) называется *формулой Ландауэра* и может рассматриваться как обобщение выражения (5.22) на случай двухконтактной системы со многими каналами.

Экспериментальное наблюдение вольтамперной характеристики квантовой проволоки - довольно сложная задача ввиду влияния на проводимость многих часто неконтролируемых

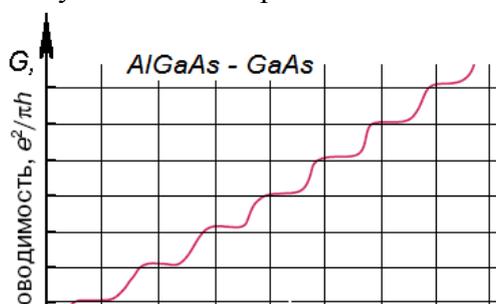


Рисунок 37 - Зависимость проводимости квантовой проволоки от напряжения на ней

факторов. Тем не менее, экспериментально доказана квантовая структура проводимости 1D-объектов на *квантовых точечных контактах* – образцах специальной формы. Установлено, что при изменении напряжения на таких контактах в пределах от нуля до полутора вольт ток через контакт увеличивается скачкообразно с величиной ступеньки точно равной кванту проводимости (см. рис. 37).

5.3.3 Токопротекание в квантовых точках. Кулоновская блокада

Известно, что в микроэлектронных приборах типа МОП-структур величина протекающего тока уменьшается при уменьшении размеров прибора. Естественно возникает вопрос о возможных пределах этой зависимости, а также вопрос о том, что произойдет после того, как придется оперировать токами, создаваемыми отдельным электроном. Говоря о токопротекании через квантовую точку, можно рассматривать этот процесс как поставку отдельных электронов в квантовую точку, а также как выход электронов из нее. В этом смысле квантовая точка рассматривается как плоский конденсатор и, следовательно, токоперенос через неё можно рассматривать как заряд и разряд конденсатора.

Покажем, что наличие или отсутствие отдельного электрона в квантовых точках может приводить к заметным и измеряемым изменениям их характеристик электрического переноса. Так, в этих системах обнаруживается особенность ВАХ, называемая **кулоновской блокадой**.

Для анализа токопереноса через квантовые точки рассмотрим квантовую точку, которая связана с двумя резервуарами электронов через потенциальные барьеры, преодолеваемые путем туннелирования (рис.38, а). Для управления поставкой или извлечением электронов из квантовой точки барьеры предполагаются достаточно тонкими, чтобы процесс туннелирования через них был эффективен. На рис.38, б показана энергетическая диаграмма такой квантовой точки, число электронов в ней N может меняться поштучно. В такой системе может быть создана разность потенциалов за счет подключения внешнего источника напряжения. Полученная система рассматривается как перезаряжаемый конденсатор через сопротивление, описывающее туннелирование электронов сквозь барьер.

Чтобы увеличить число электронов в квантовой точке на единицу, например, за счет туннелирования электрона из левого резервуара, необходимо передать электрону потенциальную энергию eV от внешнего источника. Оценим ее величину.

Обозначим исходный заряд квантовой точки через Q , а ее емкость как C . Потенциальная энергия, накопленная в квантовой точке, может быть найдена из выражения для накопленной энергии конденсатором ($E = Q \cdot V / 2 = Q^2 / 2C$) будет равна $Q^2 / 2C$. Следовательно, пересылаемому электрону необходимо сообщить потенциальную энергию не меньше, чем $e^2 / 2C$. Так как электрон входит в квантовую точку и выходит из нее, то туннелирование его через барьеры невозможно, если сообщаемая внешним электрическим полем энергия $E = eFx = e \cdot (V/x) \cdot x = eV$ меньше указанной. Это приводит к условию отсутствия перезарядки квантовой точки под действием внешнего напряжения: перезарядка квантовой точки невозможна, если напряжение удовлетворяет условию:

$$e|V| < \frac{e^2}{2C} \quad \text{или} \quad |V| < \frac{e}{2C}. \quad (5.25)$$

Это означает, что если напряжение на квантовой точке удовлетворяет условию (5.25), то перезарядка невозможна. Значит на вольт-амперной характеристике квантовой точки будет существовать диапазон напряжений (от 0 до $\pm e/2C$), в котором приложение напряжения не вызывает протекание тока (рис.38, а). По этой причине данный эффект получил название *кулоновской блокады*.

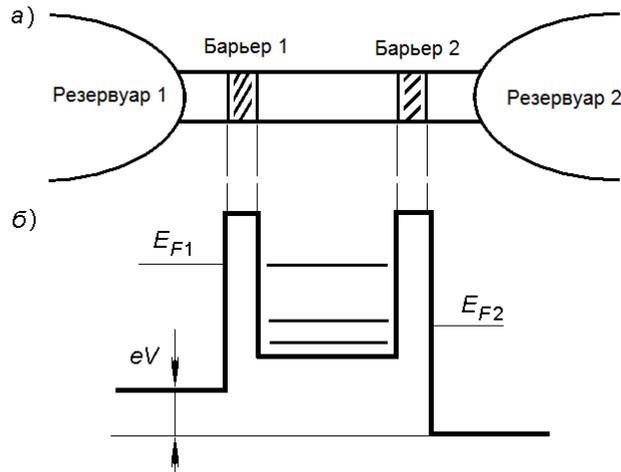


Рисунок. 38 - Схематическое изображение квантовой точки для обнаружения эффекта кулоновской блокады – а), а также энергетическая диаграмма квантовой точки при действии внешнего напряжения на неё - б)

Продолжая процесс поставки в квантовую дочку отдельных электронов, получим ступенчатую ВАХ, показанную на рис.38, б. При этом ток через наноточку будет скачком увеличиваться при увеличении напряжения до значений

$$V_{N+1} = \left(\frac{e}{2C} \right) \cdot (2N + 1) , \quad (5.26)$$

где $N = 0, 1, 2, \dots$ количество электронов в квантовой точке.

Из проведенного рассмотрения перезарядки квантовой точки следует нетривиальный вывод: по мере уменьшения размеров квантовой точки (и связанного с этим уменьшения ее

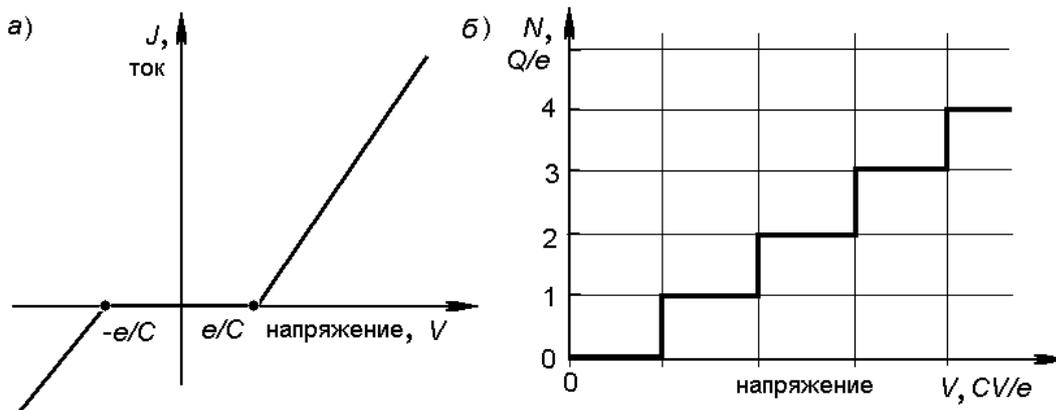


Рисунок 39 - Вольтамперная характеристика квантовой точки, обладающей эффектом кулоновской блокады – а) и изменения электрической ёмкости квантовой точки в зависимости от величины напряжения на ней – б)

емкости) растет значение энергии, необходимой для изменения числа электронов в квантовой яме. Это обстоятельство облегчает наблюдение кулоновской блокады экспериментально, поскольку возрастают также значения напряжения, необходимые для ввода электрона в яму. При этом изменение потенциальной энергии электрона должно превосходить тепловую его энергию, имеющую величину порядка kT : $\left(\frac{e^2}{2CV} \right) \gg kT$. Поэтому для величины емкости квантовой точки должно выполняться условие

$$C \ll \frac{e^2}{kT} , \quad (5.27)$$

которое требует малых емкостей (ее трудно сделать меньше $10^{-16} \Phi$) или низких температур (обычно ниже 1 К, что технически сложно и непрактично).

Для наблюдения эффектов, связанных с перемещением отдельного электрона, необходимо, чтобы их число в квантовой яме не флуктуировало в равновесном состоянии. Для оценки этого обстоятельства предположим, что оценим время переноса электрона в квантовую точку как время перезарядки конденсатора через сопротивление R_T . Тогда время перезарядки будет равно $\Delta t = R_T \cdot C$, где R_T - эквивалентное сопротивление туннельного перехода через барьер, C - емкость точки. Флуктуации числа электронов внутри точки будут приводить к изменениям потенциальной энергии порядка $e^2/2C$ вследствие чего на основе принципа неопределенности можно записать соотношение

$$\Delta E \cdot \Delta t = \frac{e^2}{2C} R_T \cdot C > h . \quad (5.28)$$

Из этого соотношения следует, что условие наблюдения и регистрации кулоновской блокады в квантовых ямах

$$R_T > \frac{h}{e^2} = 25.8 \text{ k}\Omega \quad (5.29)$$

Возможность использования переключающих устройств, оперирующих с одним электроном, открывает перспективы создания приборов нового типа. Это направление нанoeлектроники называется *одноэлектроникой*.

5.4 Контрольные вопросы по главе 5

1. В чём различие в продольном и поперечном токопереносе в гетероструктурах с квантовыми ямами?
2. В каких случаях возможен токоперенос за счёт резонансного туннелирования электронов в наноструктурах?
3. Как осуществляется захват носителей заряда в квантовые ямы гетероструктур гетероструктуры?
4. Что такое блоховские осцилляции в сверхрешётках?
5. Как осуществляется токопротекание в квантовых проволоках?
6. Что описывает формула Ландауэра в токопротекании?
7. Как осуществляется токопротекание в квантовых точках?
8. Что такое кулоновская блокада и какова причина её появления?
9. Как уменьшить влияние кулоновской блокады в квантовых точках?
10. Как влияет величина емкости квантовой точки на токопротекание?

ГЛАВА 6 ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НИЗКОРАЗМЕРНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР

6.1 Вводные замечания

Экспериментальное исследование оптических характеристик полупроводниковых наноразмерных структур является простым и наглядным методом проверки справедливости физических положений, которые были заложены в основу моделей квантовых ям, сверхрешеток и квантовых точек. Хорошее совпадение теоретических и экспериментальных данных подтверждает выведенные зависимости функции плотности состояний от энергии, а также поведение экситонов в двухмерных и нульмерных структурах.

В данной главе рассматриваются внутризонные и межзонные оптические переходы в квантовых ямах и влияние экситонов на эти переходы, проводится обобщение теории оптических свойств ям на сверхрешетки. В главе также показано, что переход к квантовым точкам приводит к появлению у них новых свойств, которые могут быть использованы для создания лазеров и инфракрасных фотодетекторов.

В связи с разработкой оптоэлектронных приборов и устройств на основе наноразмерных структур важным является влияние электрических полей на оптические свойства квантовых ям. В первую очередь речь идет об эффекте электропоглощения и электроотражения. В первом случае обсуждается возможность изменения края фундаментального поглощения квантовой ямы под действием приложенного к ней электрического поля (эффект Франца-Келдыша), а во втором изменение показателя преломления среды (эффект Штарка). Другими следствиями действия электрического поля на сверхрешетку могут стать возникновение блоховской осцилляции в террагерцовом диапазоне, а также появление эквидистантных уровней энергии в подзоне (лестниц Штарка).

6.2 Особенности люминесценции в квантовых ямах

При разработке светоизлучающих приборов на основе полупроводников важную роль играет влияние легирования на их люминесцентные свойства, характеризующиеся временем излучательной рекомбинации (ВИР). В работах по люминесценции 3D полупроводников приводится модель межзонной рекомбинации, предсказывающая снижение ВИР с ростом концентрации легирующей примеси. Фактически это является теоретическим обоснованием легирования 3D полупроводника как способа усиления его люминесценции.

Имеющиеся в научной литературе экспериментальные данные по зависимости времени жизни носителей заряда от уровня легирования однозначно не могут быть истолкованы как доказательство уменьшения ВИР с ростом легатуры во всём диапазоне концентраций легирующей примеси. Такое несовпадение теоретических выводов с результатами экспериментальных исследований побуждает искать причины этого различия и уточнение физических представлений о люминесценции в полупроводниках.

В данном параграфе анализируется скорость излучательной рекомбинации электронов и дырок «зона - зона» в светоизлучающих полупроводниковых приборах с квантовыми ямами с учетом различия концентраций носителей заряда в активной области.

6.2.1 Описание рекомбинации произведением концентраций

Рассматривается задача по нахождению скорости излучательной рекомбинации носителей заряда в КЯ, в которых количество электронов и дырок могут отличаться на многие порядки. На рисунке 40 показана гетероструктура с КЯ, из которого видно, что концентрация электронов в n -КЯ с координатой x_1 значительно меньше концентрации дырок в p -КЯ с той же координатой. Согласно выражению для скорости излучательной рекомбинации R_I она имеет вид:

$$R_l = B_l \cdot n \cdot p, \quad (6.1)$$

где коэффициент B_l не зависит от концентраций. Получаемое из (1) выражение для ВИР в легированном полупроводнике через время рекомбинации в собственном полупроводнике $\tau_l^{(i)}$ имеет вид: $\tau_l = \tau_l^{(i)} \cdot (2n_i / (n + p))$. Данное выражение предсказывает неограниченное снижение ВИР с ростом концентрации легирующей примеси.

Оценим численно получаемый по (1) результат. Будем считать, что в электронную и дырочную ямы введено неравновесных 10 электронов и 1000 дырок, соответственно (рис.40). Тогда физически за единицу времени произойдет 10 актов рекомбинации и скорость рекомбинации по (1) будет $R_l = B \cdot n \cdot p = B \cdot 10 \cdot 1000 = 10^4 B$. В результате излучательной рекомбинации носителей заряда через гетероструктуру потечет электронный ток, равный

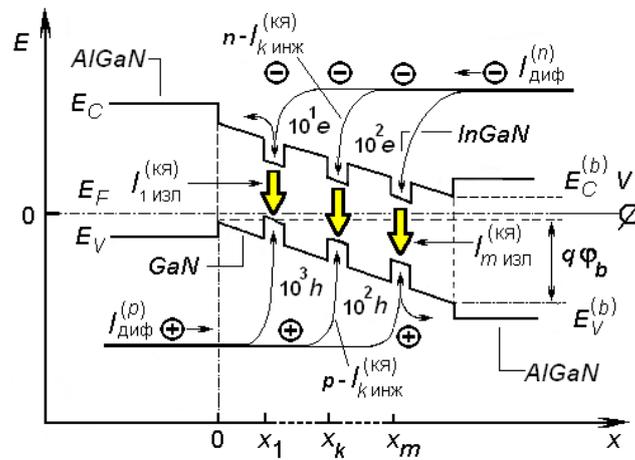


Рисунок 40 - Энергетическая диаграмма LED гетероструктуры с квантовыми ямами с указанием протекающих в ней токов в обеспечение её люминесценции

$$j_{1 inj}^{(n)} = \frac{\partial Q}{\partial t} = q \frac{\partial n}{\partial t} = q R_l = q \cdot 10^4 B_l = 10^4 q.$$

Тогда по (1) найдем коэффициент пропорциональности: $B_l = 10^{-3}$. В ямах с координатой x_k в середине p-n перехода концентрации электронов и дырок равны: 100 электронов и 100 дырок (рис.1). Тогда по выражению (1) скорость излучательной рекомбинации не изменится и будет равна $R_l = B_l \cdot 10^2 \cdot 10^2 = 10^4 B_l$ при 100 актах рекомбинации. В этом случае для согласования расчетного значения с экспериментом необходимо считать $B_l = 10^{-2}$, что противоречит результату предыдущего вычисления.

Размерность коэффициента B_l - $см^3 / с$, которую можно расписать как $см^2 \cdot (см/с)$. Это дает право представить B_l как произведение площади на скорость: $B_l = S \cdot v$, что позволяет приписать коэффициенту вероятность рекомбинации за единицу времени электрона и дырки, движущихся со скоростью v и попадающих в площадку величиной S .

Пользуясь этой моделью теперь можно выяснить физическую причину уменьшения времени излучательной рекомбинации с ростом концентрации одного типа носителей заряда при малых уровнях инжекции. Полная скорость излучательной рекомбинации для малого уровня инжекции неравновесных носителей заряда в ямы будет

$$R_l = R_l^0 + \delta R_l = B_l(n_0 + \delta n) \cdot (p_0 + \delta p) \approx B_l n_i^2 + B_l n_0 \cdot \delta p.$$

т.е. рост концентрации донорной примеси увеличивает скорость рекомбинации пропорционально концентрации - $\delta R_l \approx B_l \cdot n_0 \cdot \delta p$, и не зависит от концентрации неосновных носителей, а определяются концентрацией основных носителей. Физически такой результат возможен, если вокруг одной дырки находится много электронов, способных прорекомбинировать с ней.

6.2.2 Описание рекомбинации с помощью обратной суммы обратных величин концентраций

Однако представляется более вероятным, что если концентрация электронов уже на два и более порядков больше концентрации дырок, то дальнейшее увеличение концентрации электронов окажет значительно меньшее влияние на скорость рекомбинации по причине уменьшения вероятности взаимодействия B_l из-за пространственного разнесения участников процесса рекомбинации, что не учтено в (1). При больших различиях концентраций электронов и дырок скорость излучательной рекомбинации будет определяться числом носителей с минимальной концентрацией – дырками. При этом каждая из них будет окружена сотней – тысячей электронов. Число актов рекомбинации будет определяться уже концентрацией неосновных носителей – меньшей из концентраций электронов и дырок. В произведении двух величин минимальную величину можно найти, используя операцию вычисления обратной суммы обратных величин (ОСОВ).

Из изложенного выше следует, что при большом различии (разбалансе) концентраций рекомбинирующих частиц физически реализуемое число актов межзонной рекомбинации зависит от минимального значения из величин p и n . Математически это положение можно описать вычислением ОСОВ, что для двух слагаемых дает результат, не превышающий минимальную из складываемых величин. Тогда величину R_l между n - и p -КЯ можно определить так:

$$R_l = A_l \cdot \left(\frac{n \cdot p}{n + p} \right). \quad (6.2)$$

Для приведенных примеров выражение (2) дает правильный результат при любом разбалансе концентраций за исключением случая $n \cong p$, когда он оказывается 2 раза меньше физически наблюдаемого. Более того, сравнивая данное выражение с выражением (6.1), видим в (6.2) введенный в его знаменатель сумму концентраций носителей заряда и упомянутую выше недостающую двойку. Двухкратное увеличение результата по (6.2) устраняется введением в него функции участия $f(n) = \left[1 + \exp(n/n^*) \right]$:

$$R_l = A_l \cdot \left(\frac{n \cdot p}{f \cdot n + (1 - f) \cdot p} \right). \quad (6.3)$$

Рассчитав из него время излучательной рекомбинации для слабого, среднего и высокого уровня инжекции неравновесных носителей заряда в квантовые ямы, приходим к выводу, что выражение (3) дает независимый от концентраций примесей результат: $\tau_l = 1/A_l$.

Сравнение с экспериментом. На рис. 39 черными точками показаны экспериментально найденные значения времени жизни носителей заряда в GaAs при температуре $T = 300 \text{ K}$ в зависимости от концентрации донорной примеси в двойном логарифмическом масштабе. Тонкой линией «1» показана аппроксимация точек зависимостью вида (6.1). Можно видеть, что данная аппроксимация игнорирует большое

число точек при концентрациях ниже 10^{18} см^{-3} , но использует точки, полученные при

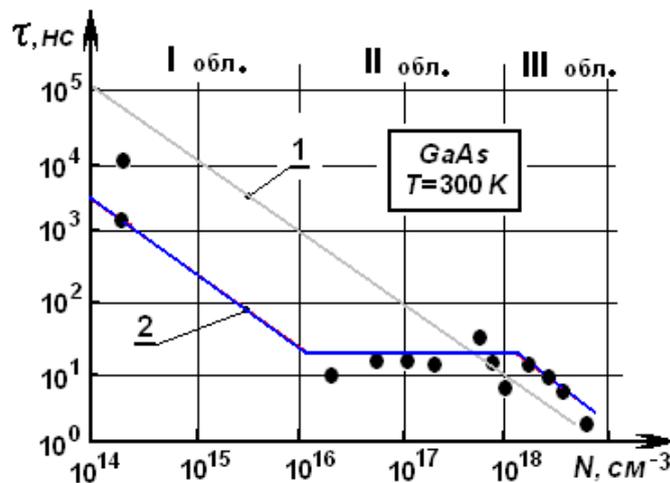


Рисунок. 41 - Зависимости времени жизни неравновесных носителей заряда от концентрации легирующей примеси (по Ф. Шуберту)

предельных концентрациях.

Более корректным объяснением экспериментальных результатов представляется описание ВИР тремя механизмами (кривая 2 на рис.41): в области низких концентраций действует закон гиперболического уменьшения, при более высоких концентрациях он сменяется независимостью ВИР от концентрации легирующей примеси. Предельно высокое легирование создаёт структурные дефекты, которые уменьшают регистрируемое время жизни носителей из-за высокой скорости безизлучательной рекомбинации. Тогда на начальном участке до 10^{16} см^{-3} действует модель гиперболического уменьшения ВИР по (6.1), который сменяется постоянством времени излучения до 10^{18} см^{-3} . При более высоких концентрациях спад зависимости вызван безизлучательными переходами. В соответствии с этим, выражение для описания ВИР до доминирования безизлучательных переходов будет иметь вид:

$$\begin{aligned} \tau_l &= \tau_l^{(i)} \cdot \left(\frac{2n_i}{n} \right) \cdot f(n) + \tau_l^{(i)} \cdot \left(\frac{2n_i}{n^*} \right) \cdot (1 - f(n)) = \\ &= \tau_l^{(i)} \cdot \left(\frac{2n_i}{n} \right) \cdot \left[f(n) + \left(\frac{n}{n^*} \right) \cdot (1 - f(n)) \right] \end{aligned} \quad (6.4)$$

Здесь обозначено:

n^* - предельная концентрация легирующей примеси, при которой доминирующим механизмом становится ОСОВ;

$f(n) = 1 / [1 + \exp((n - n^*) / \sigma)]$ - функция участия разных процессов рекомбинации в едином процессе;

σ - величина дисперсии при определении концентрации легирующей примеси.

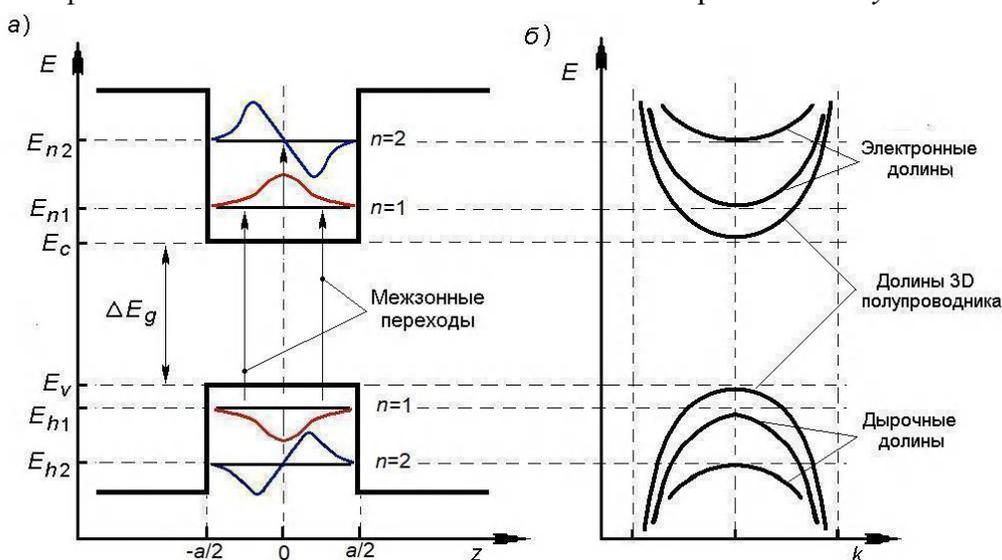
Таким образом, предложен альтернативный подход к описанию излучательной рекомбинации применительно к сильно легированным 3D полупроводникам, а также в 2D объектах типа гетероструктурам с квантовыми ямами. В рамках этого подхода вся область концентраций примеси, задающего разбаланс числа рекомбинируемых электронов и дырок, разделен на три области, в каждой из которых действует своя модель рекомбинации: модель доминирования основных носителей, модель доминирования неосновных носителей и

модель безизлучательной рекомбинации на структурных дефектах. Получено аналитическое выражение для скорости межзонной излучательной рекомбинации, справедливое в области малых и средних концентраций легирующей примеси.

6.3 Оптические свойства квантовых ям и сверхрешеток

Оптические свойства, связанные с межзонными переходами в квантовых ямах, отличаются от соответствующих свойств объемных материалов, прежде всего это связано с большой ролью экситонного поглощения в двумерных системах. Значительная разница между внутризонными переходами в объемном и двумерном материале вызвана тем, что в двумерном материале эти переходы могут происходить без участия фононов, что невозможно в объемном материале.

На рис. 41 представлена энергетическая диаграмма и долинный спектр квантовой ямы, как в реальном пространстве, так и пространстве волновых векторов. Рассмотрим межзонные переходы в этой квантовой яме из начального состояния в валентной зоне в конечное состояние, находящееся в зоне проводимости. Отметим, что межзонные переходы в квантовой яме происходят при более высоких значениях энергии, чем в объемных материалах. Причина этого - большая разность энергий между начальным и конечным межзонными состояниями квантовой ямы по сравнению с шириной запрещенной зоны объемного материала. Кроме этого имеется еще одно принципиальное отличие в механизме поглощения фононов в квантовых ямах от объемных материалов: *в случае квантовой ямы*



вектор электрического поля фотона $\vec{E}_{\text{фот}}$ должен быть перпендикулярен к яме, т.е. свет

Рисунок 42 - Энергетическая диаграмма квантовой ямы в реальном пространстве (энергетический спектр) – а) и пространстве волновых векторов (долинный спектр) – б)

должен быть поляризован вдоль z -направления. Это можно получить следующим способом:

- свет падает вертикально на квантовую яму;
- на поверхности квантовой ямы помещается дифракционная решетка (поляририд).

Эти условия предполагают некоторое ослабление интенсивности используемого светового потока за счет выделения из всего светового потока только той его части, поляризация фотонов в которой соответствует указанным условиям. По этой причине на практике обычно используют не отдельные квантовые ямы, а множественные квантовые ямы с числом ям до сотни, чтобы усилить поглощения.

Поглощение оптического излучения прямоугольной квантовой ямой можно понять, обратившись к выражению для энергий электрона в квантовой яме:

$$E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_n^* a^2} n^2, \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

Аналогичное выражение можно записать и для дырок с заменой массы электронов на массу дырок m_p^* :

$$E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_p^* a^2} p^2, \quad p = 1, 2, 3, \dots$$

Тогда энергии поглощения света квантовой ямой в случае собственного поглощения будет иметь вид линейчатого спектра с энергиями поглощения

$$\Delta E_{np} = \Delta E_g + \frac{\hbar^2 \pi^2}{2a^2} \left(\frac{n^2}{m_n^*} + \frac{p^2}{m_p^*} \right), \quad n, p = 1, 2, 3, \dots$$

Квантово-механическим расчетом показано, что в квантовых ямах бесконечной глубины возможным переходы только между состояниями с одинаковыми значениями n и p : 1-1, 2-2, 3-3 и т.д. В переводе на спектр поглощения это выражение примет вид:

$$\lambda_{np} = \frac{hc}{\Delta E_g + \frac{\hbar^2 \pi^2}{2a^2} \left(\frac{m_n^* + m_p^*}{m_n^* m_p^*} \right)}.$$

Здесь ΔE_g - это ширина запрещенной зоны полупроводникового материала квантовой ямы. Наиболее интенсивными должны быть переходы между состояниями минизон с номерами $n = p = 1$. Тогда красная граница фотоэффекта в квантовой яме будет

$$\lambda_{np} = \frac{hc}{\Delta E_g + \frac{\hbar^2 \pi^2}{2a^2} \left(\frac{m_n^* + m_p^*}{m_n^* m_p^*} \right)}.$$

Из данного выражения следует, что спектр поглощения квантовой ямы, будучи линейчатым, смещен в область коротких длин волн по сравнению со спектром 3D-полупроводника.

Наряду с межзонными переходами, сопровождающимися рекомбинацией электронов и дырок с излучением света, возможны внутризонные переходы, когда электрон или дырка увеличивают или уменьшают свою энергию, поглощая или излучая квант света. В этом случае энергия кванта света должна быть равной соответствующей энергетическим зазорам между уровнями размерного квантования в квантовой яме.

Ясно, что перечисленные выше выводы распространяются как на множественные квантовые ямы, так и на сверхрешетки. Тем не менее, существуют различия в оптических свойствах квантовых ям и сверхрешеток, которые могут быть полезны на практике:

- в сверхрешетке край собственного поглощения сдвинут в коротковолновую область спектра из-за расщепления уровней в минизоне. Более того, все оптические переходы размыты, что объясняется расщеплением моноуровней ее минизон, отличием функции плотности состояний для сверхрешеток от соответствующей функции квантовой ямы;

- вследствие туннелирования электронов сквозь барьеры волновая функция экситонов может простираться на несколько квантовых ям, принадлежащих сверхрешетке с сильной связью. Поэтому экситоны в сверхрешетках оказываются сильно делокализованы и имеют меньшую энергию связи, чем в отдельных квантовых ямах;

- слабые экситонные особенности проявляются вблизи переходов от дна минизоны дырок в верхнюю часть минизоны электронов (экситоны «седловой» точки).

6.4 Оптические свойства квантовых точек

В квантовой точке потенциал ограничивает движение электронов во всех трех измерениях в результате чего энергетические уровни образуют ряд дискретных связанных уровней энергии для электронов, что напоминает энергетические уровни изолированного атома. При этом пространственная локализация волновых функций электронов сильно влияет на оптические свойства вещества. Поэтому начнем рассмотрение вопроса с общих оптических свойств нульмерных систем.

1. Уширение запрещенной зоны

Одной из важных особенностей оптических свойств квантовых точек является уширение запрещенной зоны, т.е. основные уровни в валентной зоне и зоне проводимости квантовой ямы находятся ниже и выше уровней E_c и E_v , соответственно. В зависимости от радиуса квантовой точки R можно рассмотреть несколько ситуаций. Чтобы разделить их, сравним радиус R с размерами экситонов, определяемыми боровским радиусом a_B :

$$a_B = \frac{\hbar^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \cdot \frac{1}{\mu e^2},$$

где параметр μ - это приведенная масса электрона. Рассмотрим два крайних случая:

- В режиме «сильной локализации», где $R \leq a_B$, энергия квантовой локализации превышает энергию кулоновского взаимодействия электрона и дырки в экситоне. По этой причине экситонными эффектами в этом случае можно пренебречь. При такой ситуации экситонную пару «электрон-дырка» можно рассматривать как электрон и дырку, расположенные в одной квантовой яме. Все сказанное вытекает из того, что кулоновское взаимодействие обратно пропорционально величине R , в то время как энергия взаимодействия возрастает пропорционально R^2 .

- В режиме «слабой локализации», когда $R \leq 4a_B$, огибающие функции практически не изменяются по сравнению с предыдущим случаем, но кинетическая энергия экситона, связанная с движением его центра масс, возрастает, что приводит к уменьшению энергии связи экситона.

2. Повышение силы осциллятора

Из приведенных экспериментальных данных можно видеть, что по мере понижения размерности системы ($3D \rightarrow 2D \rightarrow 1D \rightarrow 0D$) электронные состояния становятся все более «концентрированными» по энергии, что отражают соответствующие функции плотности состояний. В предельном случае $0D$ квантовые точки ведут себя подобно атомам, обладающим хорошо выраженными энергетическими дискретными моноуровнями в результате чего возрастают силы осцилляторов, соответствующие оптическим переходам. Это обстоятельство оказалось исключительно важным для создания новых оптоэлектронных устройств. Из этих же соображений следует, что по мере снижения размерности системы в ней сильнее проявляются электрооптические эффекты, которые могут быть использованы для создания нового типа оптоэлектронных модуляторов света на квантовых точках.

3. Оптические переходы

Ранее отмечалось, что межподзонные оптические переходы в двумерных системах разрешены лишь тогда, когда свет распространяется в плоскости квантовой ямы, т.е. электрическое поле фотона направлено перпендикулярно границам барьера. Напротив, квантовые точки способны поглощать свет любого направления и поляризации в силу своей квантовой трехмерности. Это весьма полезное свойство квантовых точек выгодно отличает

их от сверхрешеток при выборе конструкции оптических и оптоэлектронных приборов наноэлектроники.

4. Уширение спектров

Еще одной особенностью оптических свойств квантовых точек является отсутствие температурной зависимости ширины спектральных линий, т.к. в них нет непрерывных областей электронных состояний. Напротив, в одномерных и двумерных системах существует одно или два пространственных направления, вдоль которых имеет место непрерывность k - состояний. Разумеется, говоря о дискретности спектров квантовых точек не следует считать их теоретическими δ -функциями. Реальный разброс в размерах квантовых точек, вызванный неоднородностями, всегда существует, что приводит к ширине линии излучения порядка около 0.01 эВ. Ширина линии может достигнуть в пределе 0.1 эВ.

Описав основные особенности оптических свойств квантовых точек, рассмотрим экспериментально наблюдаемые оптические свойства наиболее характерных квантовых точек.

Квантовые точки в полупроводниковых соединениях

Наиболее тщательно изучены квантовые точки соединений A^2B^6 , т.к. их легко получить технологически. На них показано, что спектр излучения квантовых точек сдвинут в синюю часть спектра по сравнению со спектром объемного материала.

Самоорганизация квантовых точек

При выращивании сверхрешеток InAs / GaAs обнаружено, что начиная с третьего слоя, формируются квантовые точки из InAs. Спектр фотолюминесценции этих точек смещен в сторону больших длин волн из-за того, что размер квантовых точек превышает период сверхрешетки. В настоящее время созданные таким способом массивы квантовых точек используют для разработки лазеров на основе сверхрешетки InGaAs / GaAs.

Нанокристаллы полупроводников, обладающих запрещенной зоной с непрямыми оптическими переходами

Экспериментально установлено, что кристаллы кластеров кремния и пористого кремния проявляют сильную люминесценцию. И это у материала, объемное время излучательной рекомбинации превышает 4 часа из-за того, что оптические переходы в объемном кремнии не прямые. В случае кластеров кремния, его излучение смещено в область коротких длин волн: оно находилось не в ближней ИК области (1.1 мкм) как это имеет место в объемном материале, а видимой части спектра (0.6 мкм).

Обнаруженные особенности оптических свойств нанокристаллов кремния связали с проявлением принципа неопределенности Гейзенберга или расщеплением зон Бриллюэна, что ослабило запрет на прямые переходы в кремнии, а также уширением запрещенной зоны кремниевых квантовых точек за счет квантования энергетических состояний в них.

6.5 Контрольные вопросы по главе 6

1. Опишите физическую модель излучательной рекомбинации в полупроводниках при наличии малого разбаланса концентраций электронов и дырок.
2. Укажите причины изменения механизма рекомбинации электронов и дырок при большом разбалансе числа электронов и дырок.
3. Между какими уровнями размерного квантования в электронной и дырочной квантовых ямах возможна излучательная рекомбинация?
4. В чем заключаются особенности оптических свойств сверхрешеток по сравнению со случаем множественных квантовых ям?
5. Какой должна быть поляризация излучения для его поглощения квантовой ямой?

6. Как влияет ширина квантовой ямы на её спектр излучения?
7. В чём заключается преимущество квантовых точек перед квантовыми ямами при регистрации ими оптического излучения?
8. В чём заключается преимущество квантовых точек перед квантовыми ямами при их использовании в качестве источников оптического излучения?
9. Как можно управлять краем собственного поглощения оптического излучения квантовой точки?
10. Возможны ли не прямые переходы в квантовых точках?

ГЛАВА 7 ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ДЛЯ УПРАВЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

7.1 Общие сведения об электрооптических эффектах в квантовых точках

Ранее показано, что электрическое поле может существенно изменить оптические свойства наноразмерных структур. Такие эффекты получили название электрооптических эффектов. Электрическое поле может влиять как на коэффициент преломления среды (*эффект электропреломления*), так и на её коэффициент поглощения (*эффект электропоглощения*). Если энергия фотона меньше ширины запрещенной зоны ($\hbar\omega < \Delta E_g$), то основным эффектом будет эффект электропреломления т.к. поглощение в этом случае мало. При высоких значениях энергии фотона основным эффектом может стать электропоглощение.

Электрооптические эффекты широко используются во многих оптоэлектронных устройствах для управления светом с помощью электрического поля. Так, перпендикулярное к плоскости барьера электрическое поле расширяет спектр поглощения квантовой точки («красный сдвиг») и повышает коэффициент преломления материала ниже края поглощения. Эти изменения становятся существенными и сильно зависят от энергии падающих фотонов вблизи границ запрещенной зоны.

Простейшим вариантом регулирования интенсивности света является использование электропоглощения. Из физики трехмерных полупроводников известно, что приложенное к полупроводнику электрическое поле сдвигает край собственного поглощения в сторону длинных волн и создает колебания при энергиях выше ширины запрещенной зоны (эффект Франца - Келдыша). Таким образом, для фотонов с энергией чуть ниже края собственного поглощения в отсутствие электрического поля полупроводник прозрачен. Наложение электрического поля приводит к красному сдвигу спектра поглощения, и полупроводник становится для этого же света непрозрачным из-за возросшего поглощения. В объемных полупроводниках этот эффект очень мал и практического применения не нашел, но в квантовых точках может стать основой для создания модуляторов оптического излучения. Когда вектор электрического поля параллелен плоскости квантовой ямы, ситуация похожа на случай объемного материала. Если же оно перпендикулярно слоям квантовых ям и барьеров, то возникающий эффект подобен эффекту Штарка в атомах (сдвиг уровней электронов пропорционально полю за счет кулоновского взаимодействия поля и заряда электрона). По этой причине этот эффект называют «квантово-размерным эффектом Штарка». Смещение электронов и дырок в квантовой яме внешним полем в противоположных направлениях приводит к изменению гамильтониана в уравнении Шредингера. Это приводит к изменению энергий стационарных состояний электронов в квантовой яме, что обнаруживается как «красный» сдвиг спектра поглощения. В экспериментах установлено, что в квантовой яме GaAs - AlGaAs толщиной 10 нм приложение электрического поля сдвигает энергетические уровни электронов на 0.015 эВ, а дырок на 0.002 эВ. В ямах толщиной 20 нм поле величиной 80 кВ/см снижает энергию края поглощения с 152 эВ до 142 эВ.

Таким образом, квантовые ямы перспективны для модуляции оптического излучения с эффективностью, превосходящей все используемые в настоящее время материалы (ниобат лития, объемные полупроводники и т.д.).

7.2 Общие сведения об электрооптических эффектах в сверхрешетках

В связанных квантовых ямах приложение электрического поля сильно влияет на взаимодействие между ямами. Прежде всего, это связано с тем, что энергия кулоновского взаимодействия электрона и поля линейно растет с расстоянием взаимодействия, что приводит к сдвигу энергетических уровней в соседних ямах на величину, равную $\Delta E = qFd$, где d – расстояние между ямами.

При слабой связи между ямами переходы между электронными и дырочными уровнями в пределах одной квантовой ямы можно назвать переходами внутри ямы, а переходы между состояниями разных ям – переходами между ямами. Электрооптические эффекты для переходов внутри ямы аналогичны переходам внутри изолированных ям. Более сложной становится ситуация для переходов между ямами, для которых внешнее поле создает сдвиг по энергии $\Delta E = qFd$, знак которого определяется направлением поля относительно направления роста сверхрешетки (направление z). Если оно совпадает с направлением от электронных состояний к дырочным, то должно наблюдаться красное смещение. Кроме того, с ростом величины поля интенсивность переходов внутри ям уменьшается вплоть до полного их исчезновения. Использование линейного сдвига в связанных квантовых ямах обеспечивает богатые возможности подгонки переходов при умеренных значениях внешнего поля.

В сверхрешетках наиболее интенсивный экситонный пик поглощения излучения создается переходами из вершины дырочной минизоны в дно электронной минизоны.

В электрическом поле, перпендикулярном слоям сверхрешетки, связь между квантовыми ямами ослабевает, а сами минизоны расщепляются на ряд эквидистантных энергетических уровней с расстоянием между соседними уровнями, равным $\Delta E = qFd$. Образующуюся система уровней называют лестницей Штарка, каждый уровень которой соответствует электронным состояниям, локализованным вблизи разных квантовых ям. При полях напряженностью $F = \Delta / qd$, где Δ - ширина минизоны, состояния лестницы Штарка становятся полностью локализованными в соответствующей квантовой яме. Этот эффект в объемных полупроводниках требует огромных электрических полей из-за большой ширины зоны разрешенных значений энергии (несколько эВ). В сверхрешетках ширины минизоны значительно меньше, поэтому эффект лестницы Штарка наблюдается в сравнительно меньших полях: поле величиной 100 кВ/см в сверхрешетке из арсенида галлия с толщиной барьера 2 нм создает легко наблюдаемую лестницу Штарка с последующей локализацией электронного состояния Штарка в пределах одной квантовой ямы с «синим» сдвигом спектра поглощения по отношению к спектру поглощения изолированной ямы, а также с большим значением коэффициента поглощения. Таким образом, с ростом поля спектр поглощения проходит сначала стадию расщепления на многие пики (лестница Штарка), а затем формирование одного пика с большим коэффициентом поглощения и сдвигом в сторону меньших длин волн (локализация Штарка). Этот пик вызван переходами в пределах одной квантовой ямы за счет переходов между ее минизонами. Здесь локализованные состояния по одному в яме находятся в середине своей минизоны, что и приводит к синему сдвигу.

7.3 Эффекта Франца – Келдыша в оптоэлектронике

Эффект Франка - Келдыша представляет собой изменение ширины запрещенной зоны полупроводника при приложении к нему достаточно большого электрического поля. Физическое его проявление заключается в следующем: если на полупроводник направить излучение с энергией кванта меньше ширины запрещенной зоны полупроводника, то в отсутствие электрического поля падающее излучение не поглотится и на выходе из кристалла может зарегистрировано. Однако если приложить электрическое поле, то в результате наклона энергетической диаграммы полупроводника эффективная ширина запрещенной зоны уменьшается, и ранее непоглощавшееся излучение будет поглощаться. Этот эксперимент указывает на то, что в больших электрических полях происходит расширение области межзонного поглощения полупроводника в сторону бо́льших длин волн. Тогда при регистрации излучения на просвет полупроводникового кристалла в отсутствие электрического поля падающее длинноволновое излучение будет проходить через модулятор без поглощения, а при действии электрического поля будет поглощаться в полупроводнике. В области, где энергия фотона больше ширины запрещенной зоны,

возникают осцилляции коэффициента поглощения и отражения, как функции приложенного электрического поля и частоты, что позволяет оптимизировать параметры кристалла и величины прикладываемого поля для достижения максимального эффекта модуляции. По своей величине эффект Франца Келдыша невелик и в реальных ситуациях не превышает единицы процентов.

На рисунке 43 приведены энергетические диаграммы 3D полупроводника, на которых указана ширина запрещенной зоны, регистрируемая различными переходами электронов между зонами энергий в отсутствие электрического поля F и его наличии. Когда поле

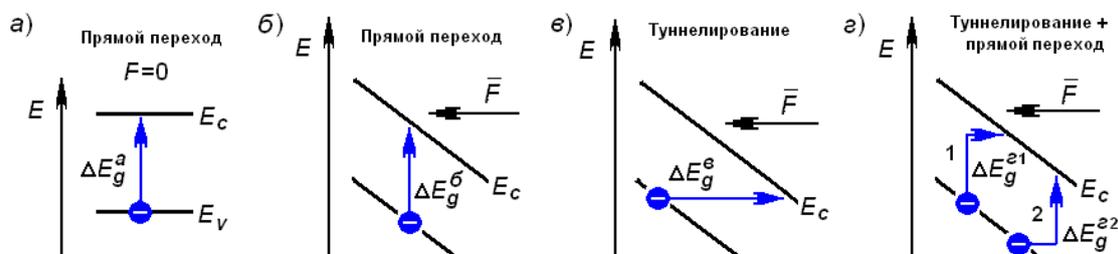


Рисунок 43 - Варианты переходов электронов при поглощении фотонов в 3D полупроводниках в отсутствие внешнего электрического поля – а) и его наличие – б), в), г).

отсутствует, падающее оптическое излучение поглощается за счёт зон-зонных переходов с энергией ΔE_g^a (рис.43, а). Приложение электрического поля приводит к тому, что зон-зонные переходы могут происходить тремя путями с различной энергией поглощаемых фотонов (рис.43, б – рис. 43, г). При малых полях, когда вызываемый им наклон диаграммы невелик, поглощается излучение с энергией $\Delta E_g^b > \Delta E_g^a$. Можно показать, что

$$\Delta E_g^b = \Delta E_g^a \sqrt{1 + q^2 F^2},$$

где обозначено:

q - заряд электрона;

F - электрическое поле.

В слабых полях это выражение можно разложить в ряд Тейлора и получить выражение вида

$$\Delta E_g^b \approx \Delta E_g^a \left(1 + q^2 F^2 / 2 \right).$$

Из данного выражения следует, что увеличение энергии поглощаемых фотонов по сравнению со случаем отсутствия поля составит малую величину, пропорциональную квадрату величины поля. Данный эффект по своему влиянию на длину волны поглощения. противоположен эффекту Франца – Келдыша

Если поле достаточно большой величины то наряду с перехода по схеме рис.43, б появятся туннельные переходы между зонами (рис.43, в), которые не требуют изменения их энергии. Вероятность таких переходов W_B сложным образом зависит от величины поля и исходной ширины зоны - ΔE_g^a . При этом вероятность переходов по схеме рис.43, б W_G значительно меньше W_B .

Однако в сильных полях возможны переходы смешанного типа (рис.43, г), когда вблизи зон доминируют туннельные переходы, а в середине запрещенной зоны они заменяются вертикальными переходами с рис.43, б. Заметим, что в переходах смешанного типа наиболее вероятными являются переходы, сочетающие в себе переходы вида «1» и вида «2»: вблизи E_v вплоть до энергий $E_v^{вир}$ реализуется переход вида «1» с последующим его

преобразованием в вертикальный переход. Вертикальный переход имеет место до уровня энергии $E_c^{\text{вир}}$, после которой опять доминирующим становится туннельный переход. На рис.44, а приведена энергетическая диаграмма 3D полупроводника, какой она должна быть в отсутствие электрического поля, чтобы объяснить происходящую смену механизма межзонного перехода электрона. На данном рисунке вблизи зон разрешённых значений энергии введены зоны виртуальных состояний, через которые осуществляется туннельный переход. Границы этих зон имеют энергии $E_c^{\text{вир}}$ и $E_v^{\text{вир}}$, которые определяются из условия равенства вероятностей W_B и W_G ввиду уменьшения концентраций виртуальных состояний $N_{\text{вир}}(E)$ по мере удаления от края зоны (рис.43, а).

Введение виртуальных состояний позволяет объяснить поглощение фотонов с длиной волны λ_M больше красной границы внутреннего фотоэффекта λ_a (рис.44, б), коэффициент поглощения которых $\alpha_{\text{вир}}(\lambda, F)$ уменьшается с увеличением длины волны фотонов. Спектр поглощения фотонов в отсутствие электрического поля показан ступенчатой кривой $\alpha_a(\lambda)$.

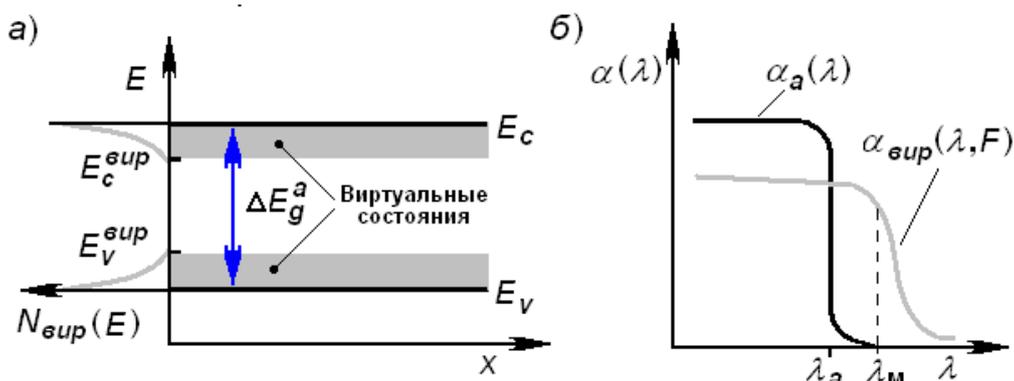


Рисунок 44 - Виртуальные состояния в эффекте Франца - Келдыша: а) положение этих состояний в запрещенной зоне полупроводника, б) – спектр поглощения полупроводника без виртуальных состояний и с ними

Таким образом, для объяснения эффекта Франца – Келдыша в рамках классических представлений о процессах в объемных полупроводниках, помещённых в сильное электрическое поле, необходимо предположить наличие (или возникновение) виртуальных электронных состояний, находящихся вблизи краёв зон разрешённых энергий, концентрация которых уменьшается с ростом их энергии.

Как использовать данный эффект для модуляции и переключения оптического излучения? В электропоглощающих модуляторах и переключателях, к которым относят модуляторы на эффекте Франца – Келдыша, модулируемый пучок света с длиной волны $\lambda_M > \lambda_a$ направляют на кристалл. В отсутствие электрического поля свет проходит через кристалл, не поглощаясь. При приложении электрического поля, изменяющегося во времени по закону модуляции, происходит расширение полосы поглощения за счёт эффекта Франца – Келдыша на столько, что длина волны модулируемого излучения попадает в хвост спектра поглощения. Часть интенсивности этого излучения поглотится в полупроводнике и на выходе из кристалла интенсивность будет меньше падающей. Меняя величину электрического поля, будет меняться коэффициент поглощения в хвосте спектра по закону модуляции, заложенному в величине поля $F(t)$.

Модуляторы на основе эффекта Франца – Келдыша способны работать с высокой скоростью изменения коэффициента поглощения и невысоких напряжениях по сравнению с модуляторами, основанными на эффекте двулучепреломления в анизотропных кристаллах.

7.4 Эффект двулучепреломления в оптоэлектронике

Оптоэлектроника имеет дело с двумя объектами, используемыми для передачи информации в том или ином виде, их взаимодействием и взаимным превращением: с электронами и фотонами. Однако управление движением этих частиц совершается совершенно разными способами. Чтобы изменить траекторию движения электронов, достаточно создать требуемую конфигурацию электрического и магнитного полей, в которых они движутся. Изменить траекторию движения фотонов можно только за счет отражения света от границы раздела двух сред с разными оптическими свойствами либо использовать дифракцию на специально создаваемых неоднородностях этих свойств. Ясно, что такое управление движением фотонов требует применения.

Далее рассматриваются оптические свойства кристаллов в твёрдой и жидкой фазах, которые обладают анизотропией. Следствием этого такие вещества проявляют эффекты преобразования оптического излучения, которые могут быть использованы для управления оптическим излучением.

7.4.1 Двулучепреломление в анизотропных 3D кристаллах

Рассмотрим распространение плоской электромагнитной волны через оптически прозрачный кристалл, обладающий разным значением диэлектрической проницаемости по направлениям: x , y , z . Пусть вдоль осей x , y диэлектрическая проницаемость кристалла одинакова, а вдоль оси z она имеет другое значение: $\varepsilon_x = \varepsilon_y \neq \varepsilon_z$. Направим плоскую волну так, чтобы вектор поляризации был параллелен оси $z = x_3$, а единичный вектор нормали к волновому фронту направлен по оси $y = x_2$.

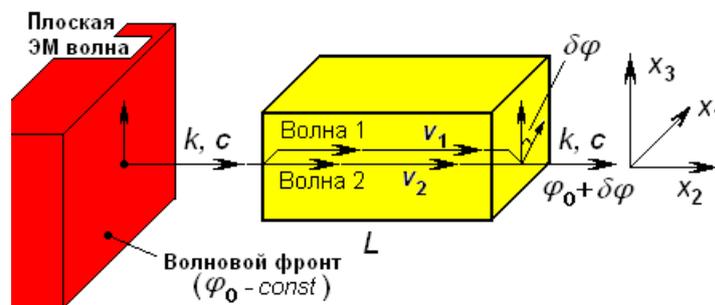


Рисунок 45 – Эффект поворота фазы плоской электромагнитной волны при её распространении в анизотропном кристалле

Рассматриваемая ситуация и результаты рассмотрения представлены на рис. 45. В анизотропных кристаллах в общем случае имеет место эффект двулучепреломления: плоская монохроматическая электромагнитная волна с определенной линейной поляризацией (направлением колебания вектора электрической индукции), вошедшая в анизотропный кристалл и прошедшая в нем некоторое расстояние не менее несколько длин волн, меняет своё положение так, что вектор электрической индукции поворачивается вокруг направления распространения на угол $\delta\varphi$, пропорциональный величине анизотропии диэлектрической поляризации и пройденному расстоянию. Важно, что обсуждаемый набег фазы на порядки превышает изменение фазы световой волны, получаемый только за счёт пройденного расстояния без учёта анизотропии.

Появление фазового набега можно объяснить следующим образом. Вошедшая в кристалл волна может быть представлена как сумма двух линейно поляризованных волн с разными скоростями распространения фазового фронта: v_1 , v_2 и взаимно

перпендикулярными векторами \vec{D} . Имея разные фазовые скорости, расщепленные волны распространяются через кристалл длиной L и на выходе из него их вектора электрической индукции будут иметь разные фазы: $\phi_1 = \omega L n_1 / c + \omega t$ и $\phi_2 = \omega L n_2 / c + \omega t$. Выходя из кристалла, волны должны объединиться сложением взаимно перпендикулярных векторов электрической индукции со своими фазами. Если бы их фазы были одинаковы ($n_1 = n_2$), то $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2 = \omega L \cdot (n_1 - n_2) / c = 0$. При разных же значениях коэффициента преломления анизотропного кристалла возникает разность фаз, что приводит к повороту суммарной световой волны на выходе из кристалла на угол $\Delta\phi$. Поворот плоскости поляризации электромагнитной волны при прохождении через оптически активный кристалл можно обнаружить экспериментально, сравнивая с помощью поляризатора интенсивности электромагнитной волны на входе в кристалл и на его выходе. При отсутствии набега фазы или набега, кратном 180° , интенсивности будут равны, а при наличии двулучепреломления интенсивность на выходе будет меньше входной. По мере роста разности фаз до 90° она будет уменьшаться по закону $\cos(\Delta\phi)$ как меняется проекция вектора электрического поля прошедшей волны на направление анизотропии $z = x_3$. Если на выходе из кристалла поставить поляризатор, пропускающий ту же поляризацию, что и у входной волны, то увидим, что интенсивность выходного излучения окажется меньше входной на величину, определяемую набегом фазы.

Управлять набегом фазы можно изменением величины электрического поля, прикладываемого вдоль $z = x_3$, а выходное излучение пропускать через поляризатор, пропускающим излучение с поляризацией, перпендикулярной поляризации падающего излучения. Реально достижимо изменение интенсивности до (10-20)% при длине кристалла в один сантиметр и амплитуде модулирующего напряжения до 1 кВ.

7.4.2 Двулучепреломление в жидких кристаллах

Основной эффект двулучепреломления заключается в повороте плоскости поляризации электромагнитной волны на угол, определяемый размерами анизотропного кристалла и величиной его оптической анизотропии. Почти «кабинетный» эффект нашел широкое применение в приборах и устройствах отображения информации, при создании оптических модуляторов, оптических транспарантов и других целей. Установлено, что данным эффектом, во много раз превосходящим по величине в кристаллах неживой природы, обладают жидкие кристаллы (ЖК), которые имеют органическую природу. Наиболее изученные из них – нематики имеют молекулы вытянутой формы, обладающие оптической анизотропией, подобной анизотропии оптически одноосных кристаллов. У нематиков диэлектрические проницаемости вдоль оси и перпендикулярно ей сильно отличаются. Более того, приложение внешнего электрического поля может вызвать изменение ориентации молекул на 90° – переход Фредерикса, что приводит к изменению значения диэлектрической проницаемости плёнки жидкого кристалла, а значит и его оптических свойств. Требуемые для этого напряжения оказались в пределах нескольких вольт, что на три порядка меньше полей, используемых в кристаллах неживой природы, например, в рассмотренном выше примере с ниобатом лития. Более того, изготовление оптоэлектронных устройств на основе ЖК технологически совместимо с изготовлением микропроцессорной техники, что позволяет создавать программно управляемые, экономные, малогабаритные оптические элементы и устройства.

Рассмотрим работу жидкокристаллической ячейки. В основе её работы лежит переход Фредерикса - изменение ориентации всех молекул ЖК на 90 градусов при приложении к нему напряжения величиной выше порогового. Для усиления эффекта вращения плоскости поляризации проходящего через ячейку света используют ячейки с твист-структурой. Этот тип ячеек отличается от простых ячеек тем, что исходная ориентация длинных осей молекул ЖК на верхней и на нижней поверхностях оптической ячейки отличаются на 90 градусов за

счёт их специальной обработки. В простых ячейках они совпадают.

В качестве примера рассмотрим конструкцию планарной черно-белой ячейки, предназначенную для отображения информации на основе твист-эффекта (ориентация молекул вверху ЖК плёнки отличается на 90 градусов от ориентации молекул в внизу пленки), как наиболее используемом в оптоэлектронике. Оптическая ячейка образована двумя стеклянными пластинками, на внутренние поверхности которых нанесены металлические электроды, имеющие высокий коэффициент пропускания света. На внешние поверхности нанесены поляроидные пленки, пропускающие свет заданной поляризации: либо оба поляризатора ориентированы одинаково, либо пропускаемый ими свет имеет поляризацию, отличающийся на 90 градусов.

Для изготовления ячейки берут нематический ЖК с положительной оптической анизотропией. На рис. 46, а показана исходная ориентация нематика с учётом закрученности молекул в верхней и нижней частях ячейки. Свет падает на верхний поляризатор и становится плоско поляризованным в соответствии с задаваемой поляризацией. При

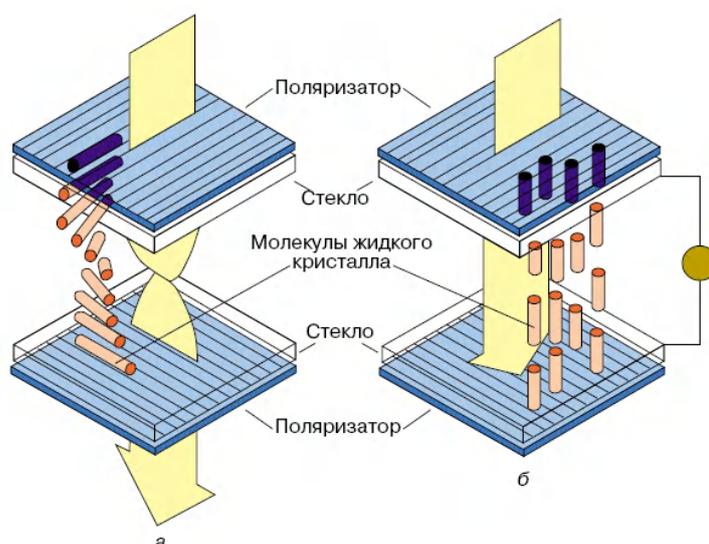


Рисунок 46 – Вращение плоскости поляризации в оптической ячейке с нематическим жидким кристаллом при переходе Фредерикса

отсутствии электрического поля (то есть в выключенном состоянии) свет, “следуя” твист-ориентации нематика, меняет свое направление в соответствии с оптической осью нематика. Тогда на выходе будет иметь то же направление поляризации, что и нижний поляризатор. При включении электрического поля для нематического жидкого кристалла с положительной диэлектрической анизотропией ($\Delta\varepsilon = \varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp} > 0$) произойдет переход от закрученной твист-ориентации к гомеотропной ориентации молекул, то есть длинные оси молекул повернутся в направлении, перпендикулярном к электродам, и спиральная структура разрушится (рис. 46, б). Теперь свет, не изменив направления исходной поляризации, совпадающей с поляризацией верхнего поляризатора, будет иметь направление поляризации, противоположное нижнему поляризатору, а они, как видно на рис. 46, б, находятся в скрещенном положении. В этом случае ячейка — непрозрачна

Ячейки нового поколения делаются цветными за счет применения эффекта «гость-хозяин» с добавлением в нематический жидкий кристалл дихроичного красителя либо за счёт использования холестерика с электрически регулируемым шагом спирали.

Таким образом, управляя величиной напряжения, прикладываемого к металлическим электродам оптической ячейки, можно менять её коэффициент пропускания и тем самым модулировать проходящий свет по интенсивности.

7.5 Квантоворазмерный эффект Штарка в оптоэлектронике

Впервые эффект Штарка обнаружен у атомных систем и представляет собой дискретное изменение энергии связанного электрона (находящегося на орбите в атоме) при действии электрического поля. Такой электрон представляет собой стоячую волну с дискретным набором длин волн, что имеет место в атоме, когда каждая орбита электрона может рассматриваться как стоячая волна, которая не излучает энергию при движении.

Как следствие кулоновского взаимодействия электрона и поля, орбита электрона расщепляется на несколько орбит, удаленных друг от друга на расстояние, пропорциональное, обычно, квадрату приложенного поля. В спектре поглощения такого атома появляются дополнительные пики, связанные с переходом электрона на удаленные орбиты штарковского расщепления исходного уровня энергии.

Данный эффект отсутствует для свободных электронов по причине отсутствия квантованного (орбитального) движения.

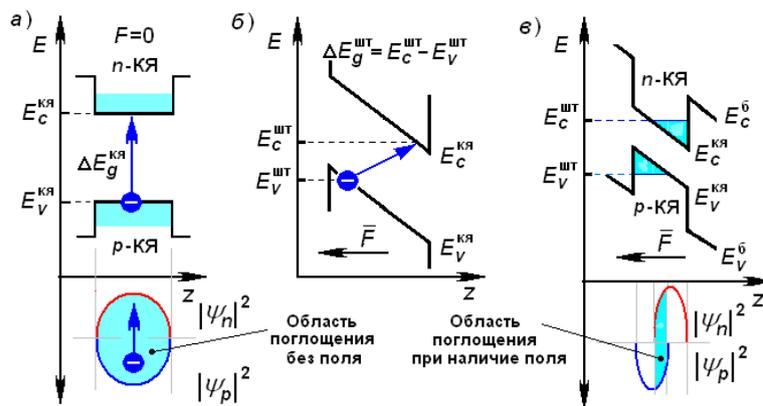


Рисунок 47 – Влияние электрического поля на поглощение излучения квантовой ямой: в отсутствии поля – а), поглощение излучения малой энергии – б), ослабление взаимодействия носителей из-за смещения зарядов в ямах – в).

Для электронов, находящихся в квантовой яме, приложение электрического поля в направлении, перпендикулярном плоскости квантовой ямы, вызывает квантоворазмерный эффект Штарка, который появляется по двум причинам:

- ширина запрещённой зоны материала квантовой ямы при не прямых переходах уменьшается с ростом электрического поля;

- наклон зон вызывает сдвиг волновых функций ψ_p , ψ_n к краям ямы, т.е. в противоположных направлениях. В результате перекрытие волновых функций электронов и дырок уменьшается, что приводит к ослаблению их взаимодействия (поглощения).

На рисунках 47, а-в, в представлено влияние внешнего электрического поля на поглощение излучения гетероструктурой с квантовой ямой: поглощение излучения в отсутствие поля происходит на длине волны, определяемой шириной запрещённой зоны ямы (для простоты положение первых уровней размерного квантования электронов и дырок считается совпадающим с краями зон ямы) - а). Поглощение излучения с энергией, меньшей энергии запрещённой зоны квантовой ямы, показано на рис.47, б. Ослабление взаимодействия носителей в электронной и дырочной квантовых ямах за счёт их пространственное разделение полем демонстрирует рис.47, в, а также нижние рисунки 47, а и 47, в, демонстрирующие ослабление взаимодействия электронов и дырок в ямах в поле.

Электропоглощающие модуляторы на основе квантоворазмерного эффекта Штарка имеют больший сдвиг пика поглощения и более крутой край поглощения, чем объемные полупроводники. Они обладают высоким быстродействием, большим коэффициентом контрастности, низким управляющим напряжением и малой инерционностью.

7.6. Контрольные вопросы по главе 7

1. В чём различие между эффектами электропоглощения и эффектами электропреломления?
2. Что такое лестницы Штарка и как они образуются в сверхрешётках?
3. В чём суть эффекта Франца – Келдыша и каков механизм его действия на оптическое излучение?
4. Каковы причины появления виртуальных состояний в эффекте Франца – Келдыша?
5. Как использовать эффект Франца – Келдыша для модуляции оптического излучения?
6. Как действует эффект двулучепреломления в 3D полупроводниках?
7. Каков механизм двулучепреломления в жидких кристаллах?
8. Как использовать эффект двулучепреломления для модуляции оптического излучения?
9. В чём суть квантоворазмерного эффекта Штарка?
10. Как использовать квантоворазмерный эффект Штарка для модуляции оптического излучения?

8 СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

Литература к главе 1:

1. Алфёров Ж.И. История и будущее полупроводниковых гетероструктур //Физика и техника полупроводников. – 1998. – Т.32. - № 1. – С.3-18.
2. Драгунов В.П., Неизвестный И.Г., Гридчин В.А. Основы наноэлектроники: Учебное пособие. – М.: Университетская книга; Логос; Физматкнига, 2006. – 496 с.
3. Щука А.С. Электроника. Под ред. Проф. А.С. Соколова. – Санкт-Петербург: «БХВ-Петербург». – 2006. – 799 с.

Литература к главе 2:

1. Мартинес-Дуарт, М.Дж. Нанотехнологии для микро - и оптоэлектроники / Дж.М. Мартинес-Дуарт, Р.Дж. Мартин-Палма, Ф. Агулло-Руеда - М.: Техносфера. – 2007. - 367 с.
2. Розеншер Э., Винтер Б. Оптоэлектроника. Мир электроники. Пер. с франц под ред. О.Н. Ермакова. – М.:ТЕХНОСФЕРА. – 2006. – 589 с.
3. Игнатов А.Н.Оптоэлектроника и нанофотоника. СПб.:Из-во «Лань», 2018.-544с.
4. Щука А.С. Электроника. Под ред. проф. А.С. Соколова. – Санкт-Петербург: «БХВ-Петербург». – 2006. – 799 с.

Литература к главе 3:

1. Мартинес-Дуарт, М.Дж. Нанотехнологии для микро - и оптоэлектроники / Дж.М. Мартинес-Дуарт, Р.Дж. Мартин-Палма, Ф. Агулло-Руеда - М.: Техносфера. – 2007. - 367 с.
2. Ч. Пул – мл., Ф. Оуэнс. Нанотехнологии. - М.: Техносфера. – 2007. – 376 с.
3. Игнатов А.Н.Оптоэлектроника и нанофотоника. СПб.:Из-во «Лань», - 2018. -544 с.
4. Шуберт Ф.Е. Светодиоды. – М.: Физматлит, 2008. - 496 с.
5. Драгунов В.П., Неизвестный И.Г., Гридчин В.А. Основы наноэлектроники: Учебное пособие. – М.: Университетская книга; Логос; Физматкнига, - 2006. – 496 с.
6. Давыдов В.Н., Задорожный О.Ф. Ограничение числа уровней размерного квантования в элементах наноэлектроники // Известия вузов. Физика. – 2019. – Т.62. - № 3. – С.99-103.
7. Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П. Основы кристаллофизики.- М.: Наука. 1979. – 640 с.
8. Давыдов В.Н. Основы кристаллографии и кристаллофизики. Часть 2. Физические свойства кристаллов. - Саарбрюкен: Lambert Academic Press. – 2015. – 122 с. 978-3-659-77642-7.
9. Давыдов В.Н. Поляризационные свойства MQW гетероструктур при InGaN/GaN при нагреве // Известия вузов. Физика. – 2014. – Т. 57. - Вып.8. – С.70-73.
10. Давыдов В.Н., Задорожный О.Ф., Туев В.И., Солдаткин В.С., Вилисов С.С. Светодиодная гетероструктура с квантовыми ямами комбинированного профиля. // Патент РФ No. 2919123050 (045023). H01L 33/04 (2019.08), H01L 33/32 (2019.08). Описание изобретения к патенту. Дата регистрации 17.07.2019.
11. Васильев, Р.Б., Дирин, Д.Н. Квантовые точки: синтез, свойства, применение. / Р.Б. Васильев, Д.Н. Дирин, М.: Физика неорганических материалов, 2007 – 34 с.
12. Александрова, О.А., Галиева, Д.М. Наночастицы, наносистемы и их применение. Ч.1. Коллоидные квантовые точки / О.А. Александрова, Д.М. Галиева, А.О. Дробинцева и др. Уфа: Аэтерна, 2015.- 236 с.

Литература к главе 4:

1. Мартинес-Дуарт, М.Дж. Нанотехнологии для микро - и оптоэлектроники / Дж.М. Мартинес-Дуарт, Р.Дж. Мартин-Палма, Ф. Агулло-Руеда - М.: Техносфера. – 2007. - 367 с.
2. Драгунов В.П., Неизвестный И.Г., Гридчин В.А. Основы наноэлектроники: Учебное пособие. – М.: Университетская книга; Логос; Физматкнига, 2006. – 496 с.
3. Ч. Пул – мл., Ф. Оуэнс. Нанотехнологии. - М.: Техносфера. – 2007. – 376 с.
4. Игнатов А.Н. Оптоэлектроника и нанофотоника. СПб.:Из-во «Лань»,2018.-544с.

Литература к главе 5:

1. Мартинес-Дуарт, М.Дж. Нанотехнологии для микро - и оптоэлектроники / Дж.М. Мартинес-Дуарт, Р.Дж. Мартин-Палма, Ф. Агулло-Руеда - М.: Техносфера. – 2007. - 367 с.
2. Ч. Пул – мл., Ф. Оуэнс. Нанотехнологии. - М.: Техносфера. – 2007. – 376 с.
3. Игнатов А.Н. Оптоэлектроника и нанофотоника. СПб.: Из-во «Лань», 2018.-544с.
4. Абакумов, В.Н. Безизлучательная рекомбинация в полупроводниках / В.Н. Абакумов, В.И. Перель, И.В. Ясиевич. – Изд-во «Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова РАН». – 1997. – 376 с.
5. Давыдов, В.Н. Захват и эмиссия носителей заряда квантовой ямой / В.Н. Давыдов, О.А. Каранкевич // Известие вузов. Физика. - 2018. №2(61). - С. 19-25.

Литература к главе 6:

1. Мартинес-Дуарт, М.Дж. Нанотехнологии для микро - и оптоэлектроники / Дж.М. Мартинес-Дуарт, Р.Дж. Мартин-Палма, Ф. Агулло-Руеда - М.: Техносфера. – 2007. - 367 с.
2. Ч. Пул – мл., Ф. Оуэнс. Нанотехнологии. - М.: Техносфера. – 2007. – 376 с.
3. Фёдоров А.В. Физика и технология гетероструктур, оптика квантовых наноструктур. Учебное пособие. – Санкт-Петербург: Изд-во Петербургского государственного университета информационных технологий механики и оптики (ИТМО). – 2009. – 195 с.
4. Игнатов А.Н. Оптоэлектроника и нанофотоника. СПб.: Из-во «Лань», 2018.-544с.
5. Панков Ж. Оптические процессы в полупроводниках. – М.: Мир. 1973.
6. Давыдов В.Н., Задорожный О.Ф. Влияние легирования на люминесцентные свойства светодиодных гетероструктур с квантовыми ямами // Известия вузов. Физика. – 2019. – Т.62. - № 10. – С.19-25.
7. Давыдов В.Н., Харитонов С.П., Лугина Н.Э. Составление аналитического выражения физического процесса по экспериментальной кривой с изломами // Физика и техника полупроводников. – 2017. – Т. 51. - № 9.- С. 1223-1228.

Литература к главе 7:

1. Пул-мл Ч., Оуэнс Ф. Нанотехнологии изд. 5-е, М.: Техносфера, 2016. - 336 с.
2. Игнатов А.Н. Оптоэлектроника и нанофотоника. СПб.: Из-во «Лань», 2018.-544с.
3. Гринштейн Дж. Зайон А. Квантовый вызов. Современное исследование оснований квантовой механики. Учебн. пособ.- Долгопрудный: Изд. «Интеллект» 2017.- 432 с.
4. Дж.Барроу, П.Дэвис, Ч.Харпер мл. Наука и предельная реальность: квантовая теория, космология и сложность. - Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», Институт компьютерных исследований, 2015,- 664 с.
5. Шмаков В.А. Силовая оптика. М.: Наука. 2014, - 250 с
6. Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П. Основы кристаллофизики. - М.: Наука. 1979. – 640 с.
7. А.А.Грошев, В.Б.Сергеев. Устройства отображения информации на основе жидких кристаллов.- Ленинград: Энергия. 1977. – 80 с.
8. Рыжонков Д.И., Лёвина В.В., Дзидзигури Э.Л. Наноматериалы. М.: БИНОМ. Лаборатор. знаний. 2018.-365 с.
9. Нанотехнологии в электронике. (Гл. 8. Фотоника волноводных наноразмерных структур. Ю.Н. Кортишко, В.А. Федоров, С.М. Кострицкий). Под редакцией Ю.А. Чаплыгина. М.: Техносфера. 2015. - 448с.