

**КАЗАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ**

ПАРФЕНОВ В.В.

**КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫЕ СТРУКТУРЫ В
ЭЛЕКТРОНИКЕ: ОПТОЭЛЕКТРОНИКА**

методическое пособие к практикуму по физике полупроводников

Казань 2007

Печатается по решению Научно-методического совета физического факультета

Рецензент: Петухов В.Ю. д.ф-м.н., зав.лаб. РХР КФТИ КазНЦ РАН

Парфенов В.В. Квантово-размерные структуры в электронике: оптоэлектроника (элементы теории, руководство и задания к лабораторным работам). Методическое пособие для студентов физического факультета. Казань. 2007. 16 с.

Методическое пособие предназначается для студентов четвертого курса специализации «физика твердого тела» при выполнении ими работ на практикуме по физике полупроводников. Оно также может быть полезно при изучении соответствующих разделов общих лекционных курсов «Физика твердого тела», «Физика конденсированного состояния вещества», спецкурсов «Физика магнитных материалов и полупроводников» и «Квантово-размерные эффекты в гетероструктурах».

© Физический факультет Казанского государственного университета, 2007

Введение. Размерное квантование в электронных структурах.

Последние три десятилетия развития физики твердого тела характеризуются тем, что основными объектами исследования все в большей степени становятся не массивные кристаллы, а тонкие пленки, многослойные тонкопленочные системы, проводящие нити и кристаллиты малого размера. То обстоятельство, что квантово-размерные структуры находятся в центре внимания именно сейчас, вызвано интенсивным развитием в последние годы технологии изготовления полупроводниковых структур – молекулярно-лучевой эпитаксии (представляет собой усовершенствованную разновидность методики термического напыления в условиях сверхвысокого вакуума), нанолитографии (метод получения одно- и нуль-мерных структур, позволяющий вырезать области, ограниченные по одному или двум направлениям, используя в качестве исходного объекта структуру с двумерным электронным газом), открытием явления самоорганизации наноструктур (методы получения с использованием эффектов спонтанного образования наноструктур). Это дает возможность создания такого рода структур любого профиля с точностью до одного атомного слоя. Весь комплекс явлений, обычно понимаемый под словами «электронные свойства низкоразмерных электронных систем», и многочисленные новые типы электронных приборов, использующих эти свойства, - все это имеет в основе один фундаментальный физический факт: изменение энергетического спектра электронов и дырок в структурах с очень малыми размерами. В таких системах существенно меняется большинство электронных свойств - возникает большое число новых, так называемых размерных эффектов. Наиболее кардинальной перестройкой свойств отличаются квантовые размерные структуры, в которых свободные носители заряда локализованы в одном, двух или во всех трех координатных направлениях в области с размерами порядка дебройлевской длины волны носителей. При этом вступают в силу законы квантовой механики, и происходит изменение

наиболее фундаментальной характеристики электронной системы - ее энергетического спектра. Спектр становится дискретным вдоль координаты, по которой ограничено движение. Если движение ограничено вдоль одного или двух направлений, то под влиянием внешних полей и взаимодействий с центрами рассеяния (фононы, примеси) могут меняться уже не три, а лишь две или только одна из компонент импульса электронов и дырок, в результате чего носители ведут себя как двумерный или одномерный газ. Квантовые структуры, в которых движение носителей ограничено во всех трех направлениях, напоминают искусственные атомы. Здесь энергетический спектр является чисто дискретным. Квантово-размерные структуры обладают целой совокупностью уникальных свойств, весьма далеких от тех, какие можно наблюдать в системе обычных, трехмерных электронов и дырок. Такие структуры могут служить основой для создания новых типов полупроводниковых приборов, в первую очередь для опто- и наноэлектроники.

1. Принцип размерного квантования.

Рассмотрим основную идею размерного квантования на примере электронов, находящихся в очень тонкой металлической или полупроводниковой пленке толщиной a . То обстоятельство, что в обычных условиях носители сосредоточены в пленке и не выходят из нее в окружающую среду, означает, что материал пленки (металл или полупроводник) представляет собой потенциальную яму для электронов глубиной, равной работе выхода W , и шириной a . Согласно законам квантовой механики, энергия электронов в такой яме квантуется, т.е. может принимать лишь некоторые дискретные значения E_n , где n имеет целочисленные значения $1, 2, 3, \dots$. Эти дискретные значения называют уровнями размерного квантования.

Типичные значения работы выхода в большинстве твердых тел имеют величину $W = 4-5$ эВ, на несколько порядков превышающую характерную тепловую энергию носителей kT , равную при комнатной температуре 0.026 эВ. Поэтому потенциальную яму можно считать бесконечно глубокой (рис.1 а). Если пленка занимает область $0 < z < a$, то в этом случае энергетические уровни квантовых состояний выглядят следующим образом:

$$E_n = \pi^2 \hbar^2 n^2 / 2ma^2, \quad (1)$$

где m - эффективная масса электрона. Другим необходимым условием, позволяющим считать яму бесконечно глубокой, является малость значений E_n , по сравнению с ее действительной глубиной W . Это условие, которое для нижних уровней можно записать в виде $a > \pi \hbar / (2mW)^{1/2}$, при $m=0.1m_0$ соответствует толщинам пленки порядка нескольких межатомных расстояний. Во всех реальных структурах это условие соблюдается.

Вывод о квантовании энергии электронного движения относится лишь к движению поперек потенциальной ямы (по оси z). На движение в плоскости xy (параллельно границам пленки) потенциал ямы не влияет. В этой плоскости носители движутся как свободные и характеризуются, как и в массивном образце, непрерывным квадратичным по импульсу энергетическим спектром с эффективной массой m . Полная же энергия носителей в квантово-размерной пленке носит смешанный дискретно-непрерывный спектр, представляя собой сумму дискретных уровней, связанных с движением в направлении квантования, и непрерывной компоненты, описывающей движение в плоскости слоя:

$$E = E_n + (p_x^2 + p_y^2) / 2m, \quad (2)$$

где p_x и p_y - компоненты импульса в плоскости слоя.

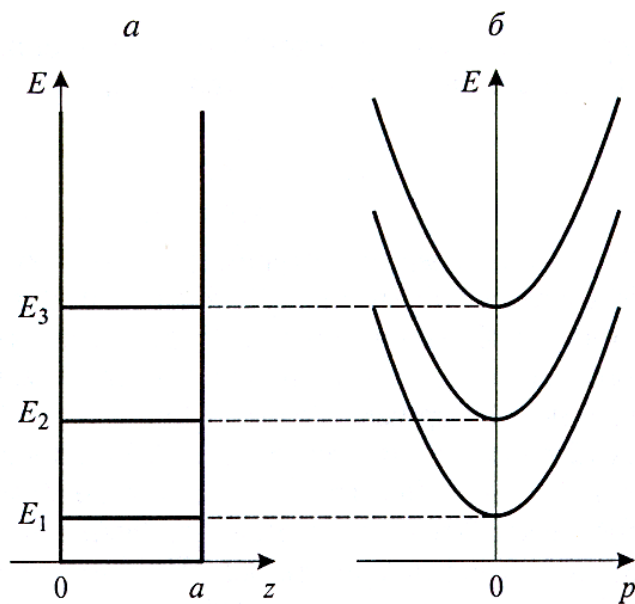


Рис 1. Энергетический спектр квантово-размерной пленки.

За счет непрерывной компоненты энергетического спектра $p^2/2m = (p_x^2 + p_y^2)/2m$ электроны, принадлежащие одному и тому же уровню E_n , могут иметь любую энергию от E_n до бесконечности (рис.1б). Такую совокупность состояний для данного фиксированного n называют подзоной размерного квантования.

Пусть все или почти все электроны в системе имеют энергии, меньшие E_2 , и потому принадлежат нижней подзоне размерного квантования. Тогда никакой упругий процесс (например, рассеяние на примесях) не может изменить квантовое число n , переведя электрон на вышележащий уровень, т. к. это потребовало бы дополнительных затрат энергии. Это означает, что электроны при упругом рассеянии могут изменять свой импульс только в плоскости xu , т.е. ведут себя как чисто двумерные частицы. Поэтому квантово-размерные структуры, в которых заполнен лишь один квантовый уровень, часто называют двумерными электронными структурами.

Существуют и другие возможные квантовые структуры, где движение носителей ограничено не в одном, а в двух направлениях, как в микроскопической проволоке и нити. В этом случае носители могут

свободно двигаться лишь в одном направлении, вдоль нити (например, по оси x). В поперечном сечении (плоскость yz) энергия квантуется и принимает дискретные значения E_{mn} (как любое двумерное движение, оно описывается двумя квантовыми числами, m и n). Полный спектр при этом тоже является дискретно-непрерывным, но лишь с одной непрерывной степенью свободы:

$$E = E_{mn} + p_x^2 / 2m. \quad (3)$$

По аналогии с пленочными структурами, имеющими спектр вида (2), данные системы называются одномерными электронными структурами или квантовыми нитями. Спектр квантовых нитей представляет собой совокупность подзон размерного квантования, но уже не двумерных, а одномерных. Также существуют возможности создать квантовые структуры, напоминающие искусственные атомы, где движение носителей ограничено во всех трех направлениях. Здесь энергетический спектр не содержит непрерывной компоненты, т.е. не состоит из подзон, а является чисто дискретным. Как и в атоме, он описывается тремя дискретными квантовыми числами (не считая спина) и может быть записан в виде $E = E_{lmn}$, причем как и в атоме, энергетические уровни могут быть вырождены и зависеть лишь от одного или двух чисел. Подобные системы носят название нуль-мерных электронных структур или квантовых точек.

Следовательно, в твердотельных структурах, где хотя бы вдоль одного направления движение носителей ограничено очень малой областью, сравнимой по размерам с дебройлевской длиной волны носителей и характеризуемой обычно десятками нанометров, энергетический спектр носителей заметно меняется и становится частично или полностью дискретным. Подобное изменение спектра за счет размерного квантования приводит к существенному изменению всех электронных свойств системы по сравнению с массивным образцом того же материала.

2. Условия наблюдения квантовых размерных эффектов.

Для того, чтобы описанное выше квантование энергетического спектра могло проявляться в каких-либо наблюдаемых эффектах, расстояние между энергетическими уровнями $E_{n+1} - E_n$ должно быть достаточно велико. Во-первых, оно должно значительно превосходить тепловую энергию носителей: $E_{n+1} - E_n \gg kT$, т.к. в противном случае практически одинаковая заселенность соседних уровней и частые переходы носителей между ними делают квантовые эффекты ненаблюдаемыми. Если электронный газ вырожден и характеризуется энергией Ферми ζ , то желательно выполнение условия:

$$E_{n+1} - E_n \geq \zeta. \quad (4)$$

Предыдущее условие при этом выполняется автоматически, поскольку для вырожденного газа $kT \ll \zeta$. При невыполнении этого условия заполнено много квантовых уровней и квантовые размерные эффекты, будучи в принципе наблюдаемыми, имеют малую относительную величину. Существует еще одно необходимое требование для наблюдения квантовых размерных эффектов. В реальных структурах носители всегда испытывают рассеяние на примесях, фононах и др. Интенсивность рассеяния обычно характеризуется временем релаксации импульса τ и, следовательно, с важнейшей характеристикой носителей заряда - их подвижностью $\mu = \frac{\tau}{m} e$.

Величина τ представляет собой среднее время жизни в состоянии с данными фиксированными квантовыми числами (например, n, p_x, p_y для двумерного электронного газа). В силу соотношений неопределенности конечное значение τ влечет за собой неопределенность в энергии данного состояния $\Delta E \approx \hbar/\tau$. Говорить о наличии в системе отдельных дискретных уровней

можно лишь в случае, когда расстояние между ними превышает неопределенность ΔE , т.е. при выполнении условия

$$E_{n+1} - E_n \gg \frac{\hbar}{\tau} = e \frac{\hbar}{m\mu} . \quad (5)$$

Можно показать, что выполнение условия (5) эквивалентно требованию того, чтобы длина свободного пробега носителей l значительно превосходила размер области a , в которой движется носитель.

Поскольку расстояние между уровнями размерного квантования пропорционально $1/a^2$, то из (4,5) следует, что для наблюдения квантовых размерных эффектов необходимы малые размеры структур, достаточно низкие температуры и высокие подвижности носителей, а также не слишком высокая их концентрация.

Металлические структуры мало подходят для наблюдения квантовых размерных эффектов, т.к. ζ в типичных металлах составляет несколько электронвольт, что заведомо больше любых расстояний между уровнями.

Еще одним важным условием, необходимым для наблюдения квантования, является высокое качество поверхностей, ограничивающих движение носителей в квантовых ямах, нитях и точках. Если это не так, то при каждом отражении от границы частица «забывает» о своем состоянии до отражения, т.е. на границе происходит эффективное рассеяние. При этом длина пробега становится равной a и нарушается упомянутое выше условие $l \gg a$. Для реализации зеркального отражения на границах необходимо, чтобы размеры шероховатостей, неизбежно существующих на любой поверхности, были меньше дебройлевской длины волны носителей. А границы не должны содержать высокой плотности заряженных центров, приводящих к дополнительному рассеянию.

3. Структуры с двумерным электронным газом

Наиболее ярким примером структур с двумерным электронным газом являются тонкие пленки. Но тонкие пленки не являются лучшим объектом для наблюдения квантовых эффектов. В полупроводниках получить тонкие пленки необходимого качества сложно. Причина в том, что на поверхности полупроводниковой пленки существует высокая плотность поверхностных состояний, играющих роль центров рассеяния. Поэтому в настоящее время ведущую роль занимают кремниевые МДП – структуры и квантовые гетероструктуры.

Структуры типа МДП (металл – диэлектрик - полупроводник) используются в качестве полевых транзисторов. Основным материалом для изготовления МДП – структур является кремний, благодаря той легкости, с которой путем окисления создается однородный слой высококачественного диэлектрика SiO_2 , имеющий требуемую толщину. Более подробно размерное квантование электронного газа в МДП-структурах, принцип работы активных элементов микро- и нанoeлектроники на их основе рассмотрен в методическом пособии «Квантово-размерные структуры в электронике: транзисторные структуры и клеточные автоматы».

Эффекты размерного квантования проявляются также в гетероструктурах – контактах между полупроводниками с различной шириной запрещенной зоны. На таком контакте края энергетических зон испытывают скачки, ограничивающие движение носителей и играющие роль стенок квантовой ямы (рис.2). В результате такого ограничения электронный газ в области, непосредственно прилегающей к контакту, можно считать двумерным. Достоинства гетероструктур: а) высокое качество гетерограницы, позволяющее уменьшить плотность поверхностных состояний на гетерогранице до значений порядка 10^8см^{-2} , что на несколько порядков меньше, чем в лучших МДП - структурах. Это приводит к возможности получения высоких подвижностей μ в приповерхностном

канале. В гетероструктурах были получены значения подвижности электронов, превосходящие 10^7 см²/ (В • с), в то время как для лучших МДП-структур $\mu \approx 5 \cdot 10^4$ см²/ (В • с).

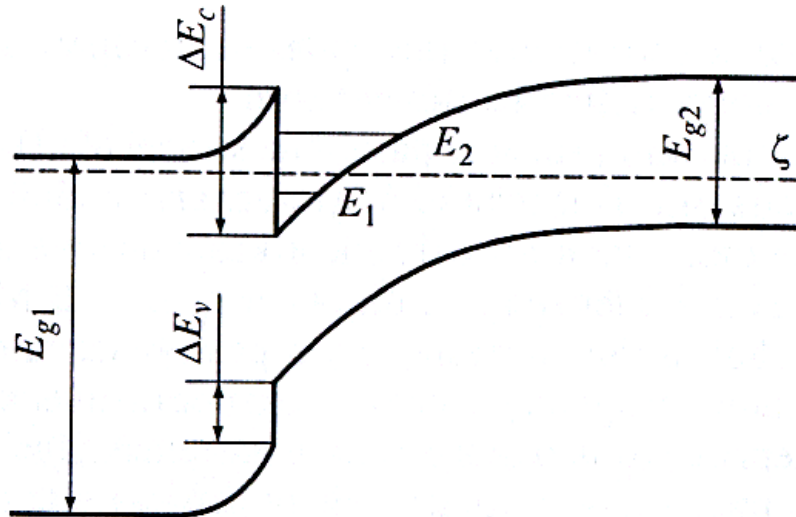


Рис.2. Зонная диаграмма гетероперехода между широкозонным полупроводником n - типа и узкозонным p- типа.

4. Структуры с одномерным электронным газом (квантовые нити)

Получение квантовых структур с эффективной размерностью меньше двух (квантовых нитей и точек) является более сложной задачей. Наиболее распространенным способом ее решения является субмикронная литография. При этом исходным объектом является структура с двумерным газом. Гетероструктура подвергается литографической процедуре, в ходе которой движение электронов ограничивается еще в одном из направлений. Для этого используются два различных подхода: 1) непосредственное «вырезание» узкой полоски с помощью литографической техники (рис.3а). При этом для получения электронных нитей шириной в десятки нанометров, где квантование энергии электронов будет заметным, не обязательно делать полоски столь малой ширины. На боковых гранях вытравленной полоски, как и на свободной поверхности полупроводника могут образовываться поверхностные состояния, создающие слой обеднения. Этот слой вызывает

дополнительное сужение проводящего канала, в результате чего квантовые эффекты можно наблюдать и в полосках большей ширины- порядка десятой доли микрона. 2) Поверхности полупроводниковой структуры с двумерным газом покрывают металлом, создающим с полупроводником контакт Шоттки и имеющим узкую щель (рис.3б).

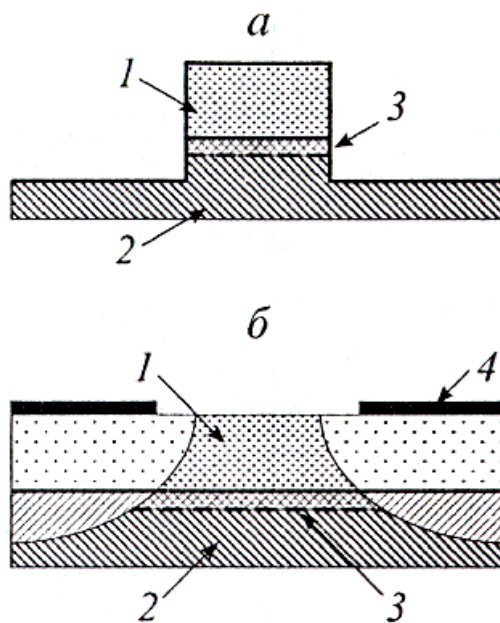


Рис. 3. Гетероструктуры с квантовыми нитями, полученные с помощью субмикронной литографии за счет вытравливания узкой полоски из самой структуры (а) или щели в затворе Шоттки (б). 1 – AlGaAs; 2 – GaAs; 3 – электронный газ; 4 – металлический затвор.

Если гетерограница находится достаточно близко от поверхности, то двумерные электроны будут отсутствовать всюду, кроме узкой области под щелью. Преимущество такой одномерной структуры: меняя напряжение на металлическом затворе, можно управлять эффективной шириной квантовой нити и концентрацией носителей в ней.

5. Применение квантово-размерных структур в приборах микро- и нанoeлектроники

5а. Лазеры с квантовыми ямами и точками.

Самым распространенным типом полупроводникового лазера является лазер на двойной гетероструктуре, где активная область представляет собой тонкий слой узкозонного полупроводника между двумя широкозонными. Такие двойные гетероструктуры на основе полупроводниковых соединений $A^{III}B^V$ были предложены и реализованы Ж.И. Алферовым и др. При достаточно малой толщине активной области гетероструктура начинает вести себя как квантовая яма и квантование энергетического спектра в ней существенно меняет свойства лазеров.

Основное влияние на свойства лазеров оказывает изменение плотности состояний, происходящие под влиянием размерного квантования. Если в массивном полупроводнике в непосредственной близости от края зоны эта величина мала, то в квантово-размерной системе она не убывает вблизи края, оставаясь равной $m/\pi\hbar^2$. Благодаря этому факту условия создания инверсной населенности в двумерных системах оказываются более благоприятными, чем в трехмерных. Создание лазеров с квантово-размерной активной областью позволило получить непрерывную генерацию при комнатной температуре и в дальнейшем снизить пороговый ток инжекционного лазера до рекордно низких значений, составляющих к настоящему моменту величину порядка 50 A/cm^2 .

Благодаря иной энергетической зависимости плотности состояний меняется не только величина порогового тока, но и его температурная зависимость. Она становится более слабой, в силу чего непрерывную генерацию удастся получить не только при комнатной, но и при более высокой температуре.

Другой особенностью лазеров на квантовых ямах является возможность их частотной перестройки. Минимальная энергия излучаемых световых квантов равна

$$\hbar\omega = E_g + E_1^e + E_1^h . \quad (6)$$

Она меняется при изменении размеров квантовой ямы, т.е. путем изменения ширины квантовой ямы можно осуществить перестройку частоты генерации, сдвигая ее в коротковолновую сторону по сравнению с лазерами с широкой (классической) активной областью.

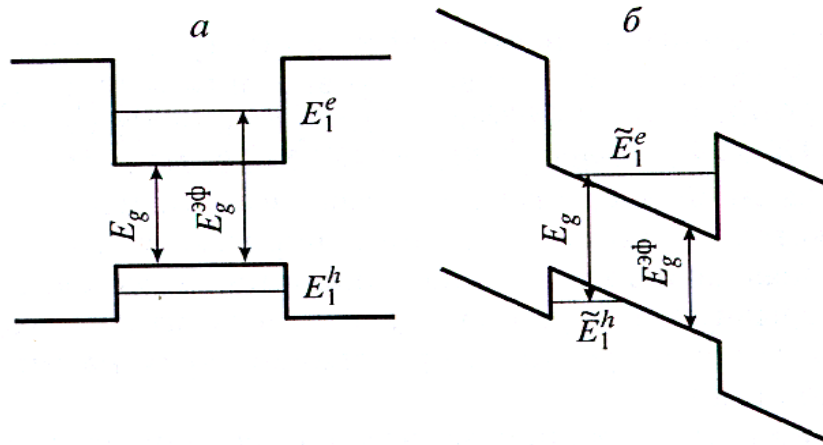


Рис.4. Двусторонняя лазерная гетероструктура: а) в состоянии термодинамического равновесия; б) при работе.

В квантовых точках энергетический спектр меняется больше радикально, чем в квантовых ямах. Плотность состояний имеют δ - образный вид, и в результате отсутствуют состояния, которые не принимают участия в усилении оптического излучения, но содержат электроны. Это уменьшает потери энергии и, как следствие, уменьшает пороговый ток.

5б. Лавинные фотодиоды.

Лавинные фотодиоды представляют собой фоточувствительные приборы с внутренним усилением, позволяющие получить высокую чувствительность. Основным их недостатком является то, что с лавинным умножением связан дополнительный шум, ограничивающий возможность детектирования слабых сигналов. Давно установлено, что для получения низкого уровня шума при большом внутреннем усилении необходимо, чтобы

коэффициенты ударной ионизации электронов α и дырок β резко различались между собой.

В большинстве соединений $A^{III}B^V$ $\alpha/\beta \cong 1$, что приводит к возрастанию шума при умножении. Поэтому большое практическое значение имеют методы, позволяющие в указанных материалах увеличить α/β . Одним из способов сделать это является создание структур типа сверхрешеток, использующих явление ударной ионизации на разрыве энергетических зон. Рассмотрим зонную диаграмму сверхрешеточной структуры в сильном электрическом поле обратнo-смещенного p-i-n-диода (рис.5).

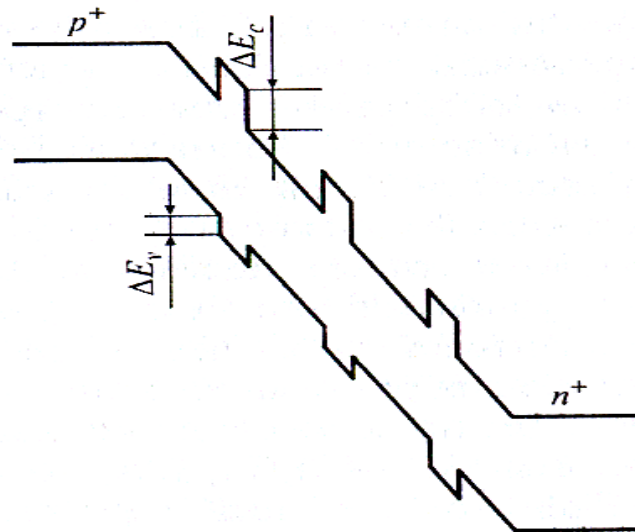


Рис.5. Схема лавинного фотодиода с системой квантовых ям.

Пусть имеем горячий электрон, ускоряющийся в барьерном слое широкозонного полупроводника. Влетая в узкозонный слой, он резко увеличивает энергию на величину разрыва зоны проводимости ΔE_c . Это эквивалентно тому, что он «видит» энергию ионизации, уменьшенной на ΔE_c по сравнению с пороговой энергией в массивном узкозонном полупроводнике. Т.к. коэффициент ударной ионизации α с уменьшением пороговой энергии экспоненциально растет, следует ожидать резкого увеличения эффективного значения α . В следующем барьерном слое

пороговая энергия увеличивается на ΔE_c , уменьшая тем самым α в этом слое. Но т.к. $\alpha_1 \ll \alpha_2$ (1 и 2 относятся соответственно к широкозонному и узкозонному материалам), то экспоненциальный рост α_2 приводит к тому, что и среднее значение значительно увеличивается.

Если разрывы в валентной зоне ΔE_v значительно меньше разрывов в зоне проводимости, то подобный эффект для дырочного коэффициента β будет значительно меньше. Окончательным результатом будет сильное увеличение отношения α/β , что и приводит к уменьшению шума прибора без уменьшения чувствительности.

ЗАДАНИЕ

В данной работе предлагается изучить работу полупроводникового инжекционного лазера на двусторонней гетероструктуре.

1. Исследовать спектральную характеристику и найти полуширину линии излучения.
2. Измерить и построить диаграмму направленности лазерного луча.
3. Измерить зависимость интенсивности излучения от тока накачки лазера.

Более подробные указания по выполнению работы содержатся в отдельной папке «Квантово-размерные структуры в электронике: оптоэлектроника».

Список рекомендуемой литературы

1. Кейси Х., Паниш М. Лазеры на гетероструктурах, М., Мир, 1981.
2. Фотоприемники и фотопреобразователи (под ред. Ж.И.Алферова), Л. 1986.
3. Шик А.Я., Бакуева Л.Г., Мусихин С.Ф., Рыков С.А. Физика низкоразмерных систем, СПб, Наука, 2001.
4. Парфенов В.В., Закиров Р.Х., Болтакова Н.В. Физика полупроводниковых приборов: Методич. пособие к практикуму по физике твердого тела. Казань: Изд-во КГУ, 2004.
5. Пасынков В.В., Сорокин В.С. Материалы электронной техники, СПб, 2003.