

Лекция 8

Тема Лекции:
Элементы наноэлектроники

к.ф.-м.н., PhD, ассоциированный профессор
Тулегенова Аида Тулегенкызы

Цель лекции:

Изучить физические принципы функционирования и технологии создания элементов наноэлектроники, рассмотреть материалы и структуры, применяемые при миниатюризации электронных приборов, а также обсудить перспективные направления развития наноустройств на основе квантовых и туннельных эффектов

Основные вопросы:

1. Понятие наноэлектроники и её отличие от микроэлектроники.
2. Квантово-размерные эффекты в наноразмерных структурах.
3. Материалы и структуры, используемые в наноэлектронике.
4. Основные элементы наноэлектроники: -квантовые точки, проволоки и ямы; -одноэлектронные транзисторы; -туннельные и спиновые структуры.
5. Методы формирования наноструктур (литография, эпитаксия, самосборка).
6. Углеродные нанотрубки и графен в наноэлектронных устройствах.
7. Молекулярная и бионическая электроника.
8. Перспективы развития наноэлектроники и квантовых вычислительных систем

Элементы наноэлектроники

Принципиальное отличие **наноэлектроники** от микроэлектроники заключается не столько в уменьшении размеров элементов до нанометровых величин, а сколько в создании приборов и устройств, основанных на использовании квантово-размерных эффектов. В наноэлектронике можно выделить два главных направления:

- приборы, реализующие электронные эффекты;
- приборы, основанные на использовании фотоэлектрических явлений.

Для создания **наноэлектронных приборов и устройств** на сегодняшний день используют достаточно хорошо разработанные в рамках технологии микроэлектроники методы, такие как молекулярно-лучевая эпитаксия (МЛЭ), осаждение из газовой фазы, а также ионный синтез.

При этом во всех указанных методах рассматриваются **явления самоорганизации с формированием наноразмерных элементов**, включая пространственно упорядоченные. Кроме того, возникли и новые технологические подходы и методы, ранее неизвестные для микроэлектроники. Например, использование нанотрубок и фуллеренов, различные методы зондовой микроскопии, с помощью которых объекты наноэлектроники могут как исследоваться, так и создаваться.

Отдельно необходимо отметить проблемы, связанные с **нанолитографией**. Существующие в настоящее время подходы к созданию топологического рисунка с размерами элементов порядка или менее 100 нм реализуются путем применения потоков проникающих излучений. Хорошо известны и распространены системы для электронной литографии, менее – установки для ионной литографии.

Большое внимание уделяется разработке литографических систем с использованием рентгеновского и синхротронного излучений.

Усилия разработчиков в последнее время сосредоточены на создании **систем с квантовыми точками** (КТ) – предельным случаем систем с пониженными размерностями. Эти системы представляют собой массив наноразмерных атомных кластеров в полупроводниковой матрице. Дискретный спектр энергетических состояний таких кластеров позволяет отнести их к искусственным аналогам атомов, несмотря на то, что КТ содержат большое число частиц. Изменяя размеры КТ, их форму и состав с помощью контролируемых технологических приемов, можно получать аналоги многих природных элементов.

Исследования в этой области сосредоточены в основном на изучении **оптических свойств КТ**, которые определяются рядом преимуществ по сравнению с двумерными квантовыми долинами.

Во-первых, особенностью КТ является возможность управления спектральной полосой фотоотклика путем предварительного заселения дискретных состояний с требуемой энергией перехода.

Во-вторых, наличие латерального квантования в нульмерных системах снимает запрет на оптические переходы, поляризованные в плоскости фотоприемника, а значит, предоставляет возможность осуществить поглощение света при нормальном падении фотонов.

В-третьих, в КТ ожидается сильное увеличение времени жизни фотовозбужденных носителей заряда вследствие так называемого эффекта узкого фононного горла.

Реальной демонстрацией преимуществ таких систем можно считать обнаружение в системе Si-Ge с КТ чрезвычайно высокого значения сечения фотопоглощения (2×10^{-13} см^2).

Это превышает, по крайней мере, на порядок известные значения сечения фотоионизации для локальных центров в кремнии и на три порядка аналогичную величину для КТ в системе InAs/GaAs. Эти данные свидетельствуют о перспективности использования систем с КТ для создания фотодетекторов, в том числе ИК-диапазонов.

Другой интересной экспериментально установленной особенностью таких систем является обнаружение в гетероструктурах Si/Ge с самоорганизующимися КТ фототока, генерированного фотонами с энергией меньше ширины запрещенной зоны Si. Энергия электронного перехода в таких структурах должна определяться разницей между шириной запрещенной зоны Si (1,12 эВ) и энергией дырочного состояния в Ge-КТ (0,43 эВ), т.е. должна составлять 0,7 эВ, что согласуется с экспериментальным значением положения линии $\mathbf{T_2}$ в спектре фототока (примерно 0,73 эВ).

Гетероструктуры с квантово-размерными элементами на сегодняшний получают главным образом с помощью МЛЭ. Наибольшие успехи получены при создании квантово-размерных систем на полупроводниковых соединениях $\mathbf{A^{III}B^{V}}$ и на твердых растворах **GeSi**.

В гетеросистемах с КТ на базе твердого раствора GeSi получены квантово-размерные эффекты со следующими параметрами: поверхностная плотность составляла $(3\text{-}5)\times10^{11}$ см^2, средний размер кластера германия пирамидальной формы – 15 нм (в основании пирамиды), высота пирамиды – 1,5 нм, разброс размеров не превышал 17%.

Гетероструктуры с пространственным ограничением носителей заряда во всех трех измерениях (КТ) реализуют предельный случай размерного квантования в полупроводниках, когда модификация электронных свойств материала наиболее выражена.

Электронный спектр идеального квантового объекта представляет собой набор дискретных уровней, разделенных областями запрещенных состояний, и соответствует электронному спектру одиночного атома, хотя реальный квантовый объект при этом может состоять из сотен тысяч атомов. С приборной точки зрения такой электронный спектр носителей заряда в квантовых объектах в случае, когда расстояние между уровнями заметно больше тепловой энергии, дает возможность устранить основную проблему современной микро- и оптоэлектроники – «размывание» носителей заряда в энергетическом окне порядка $k_B T$ (где k_B – постоянная Больцмана; T – температура), приводящее к деградации свойств приборов при повышении рабочей температуры.

Физические принципы наноэлектроники

Параметры квантовых точек

Квантовой точкой может служить любой достаточно маленький кусочек металла или полупроводника. Электрон в таком нанокристалле чувствует себя как электрон в трёхмерной потенциальной яме, он имеет много стационарных уровней энергии с характерным расстоянием между ними $\frac{\hbar^2}{2md^2}$ (точное выражение для уровней энергии зависит от формы точки).

Нижний предел для размера КТ определяется критическим размером d, при котором в КТ существует хотя бы один электронный уровень и составляет 4,0 нм. **Верхние пределы** для размера КТ могут различаться для разных систем и составляют ~12,0 нм для системы GaAs-$Al_xGa_{1-x}As$ и 20,0 нм для системы InAs-GaAs.

Для применения в оптоэлектронных приборах КТ не должны содержать дислокаций и точечных дефектов, а все гетерограницы, формирующие КТ, должны обладать низкой скоростью поверхностной рекомбинации. Для реализации высокого модального усиления в лазерах требуются плотные массивы КТ (~10^{11} $см^{-2}$). Исключительные преимущества структур с КТ реализуются лишь тогда, когда КТ как можно более однородны по форме и размеру.

Особенности электронного спектра в структурах с квантовыми точками

Свободные носители заряда в кристалле описываются блоховскими волнами, которые могут распространяться в нем. Предположим, что кристалл конечен и существуют два бесконечно высоких параллельных барьера на расстоянии L друг от друга, которые могут отражать блоховские волны.

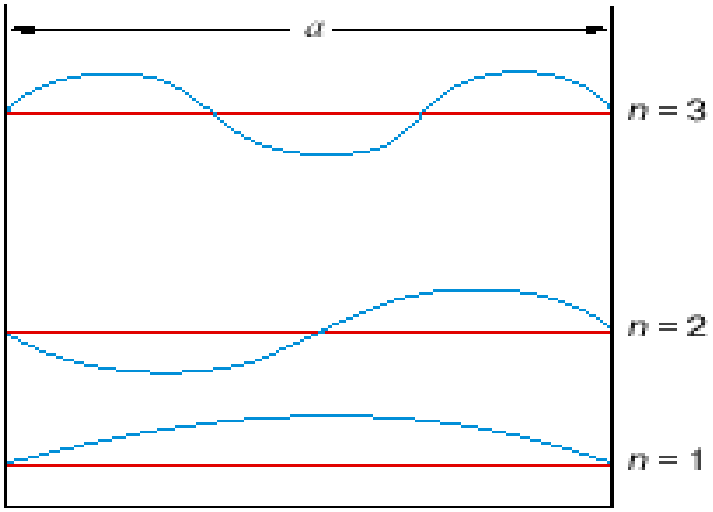
Тогда говорят о пространственном ограничении этих волн. Классическим примером волн, ограниченных в одном измерении двумя непроницаемыми барьерами, является колеблющаяся струна с двумя фиксированными концами. Известно, что нормальные колебательные моды такой струны представляют собой стоячие волны с длиной волны λ, принимающей дискретные значения вида

$$\lambda_n = \frac{2L}{n} \qquad (1)$$

где $n = 1, 2, 3, \ldots$

Для свободной частицы с эффективной массой m^*, движение которой в кристалле в направлении оси z ограничено барьерами с бесконечной потенциальной энергией, разрешенные значения волновых векторов блоховских волн имеют вид

$$k_{z_n} = \frac{2\pi}{\lambda_n} = \frac{n\pi}{L} \qquad (2)$$


a
n = 3
n = 2
n = 1

где $n = 1, 2, 3, \ldots$, а энергия основного состояния по сравнению с состоянием без ограничения возрастает на величину

$$\Delta E = \frac{\hbar^2 k_{z_1}^2}{2m^*} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m^* L^2}, \qquad (3)$$

где $\hbar$ - приведенная постоянная Планка.

Это увеличение энергии называется **энергией размерного квантования** частицы. Энергия размерного квантования является следствием принципа неопределенности в квантовой механике. Если частица ограничена в пространстве в пределах расстояния L (например, вдоль оси z), неопределенность z-компоненты ее импульса возрастает на величину порядка $\hbar/L$. Соответствующее увеличение кинетической энергии частицы задается тогда выражением (3). Кроме увеличения минимальной энергии частицы **квантовый размерный эффект** приводит также к квантованию энергий возбужденных состояний.

Для бесконечного одномерного потенциала «прямоугольной ямы» энергии возбужденных состояний выражаются как $n^2\Delta E$, где $n = 1, 2, 3, \ldots$, как в уравнении (2).

Важно проводить различие между ограничением, обусловленным барьерами, и локализацией вследствие рассеяния на примесях. В полупроводниках свободные носители заряда рассеиваются на фононах и дефектах со средним временем рассеяния $\langle\tau\rangle$. Среднюю длину свободного пробега $\langle l\rangle$ определяют как произведение средней скорости на $\langle\tau\rangle$. Подобное рассеяние также может уменьшить неопределенность в положении частицы и, следовательно, увеличить неопределенность ее импульса. Последнее приводит к неопределенности в энергии частицы на величину, задаваемую выражением (3) с $L^2 \approx \langle l^2\rangle$. Этот эффект обычно связан с дефектами или беспорядком в твердых телах и отличается от эффектов квантового ограничения.

Одним из способов провести различие между двумя указанными случаями является исследование волнового вектора k_z вдоль направления ограничения. Волновой вектор частицы, движение которой происходит без рассеяния, но ограничено КЯ, дискретен, поскольку он соответствует стоячей волне и задается выражением (2). Рассеяние на дефектах приводит к нарушению фазы волны, так что ее амплитуда экспоненциально убывает в пределах средней длины свободного пробега. Фурье-преобразование такой затухающей волны показывает, что в рассматриваемом случае k_z не является дискретным, а имеет лоренцево распределение.

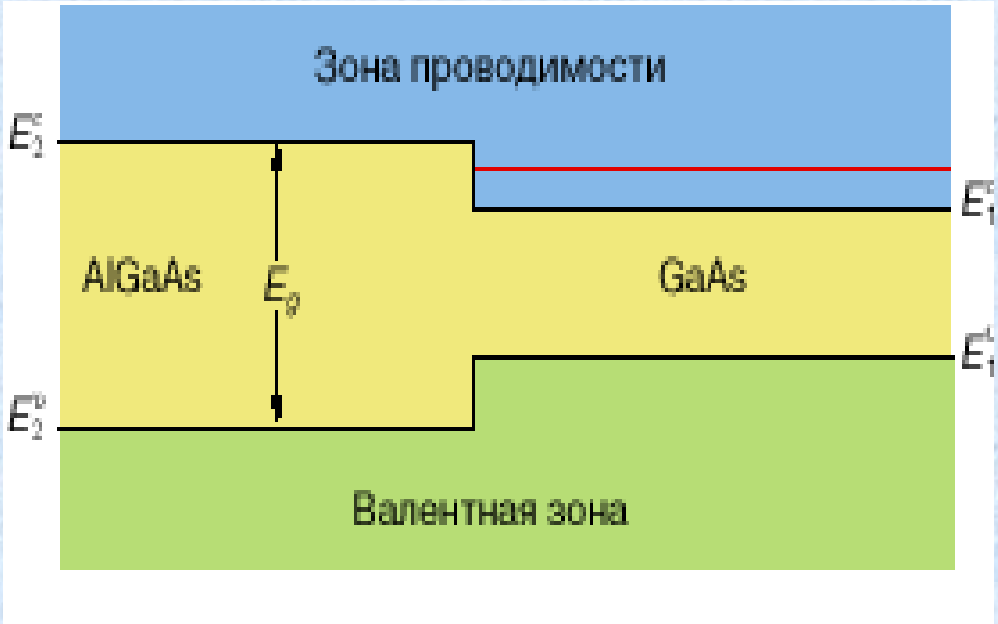
Квантовый размерный эффект не только изменяет энергии возбуждений, но также **модифицирует их плотность состояний.** Например, при уменьшении размерности от трех в объемных образцах до двух в квантовых ямах электронная плотность состояний вблизи

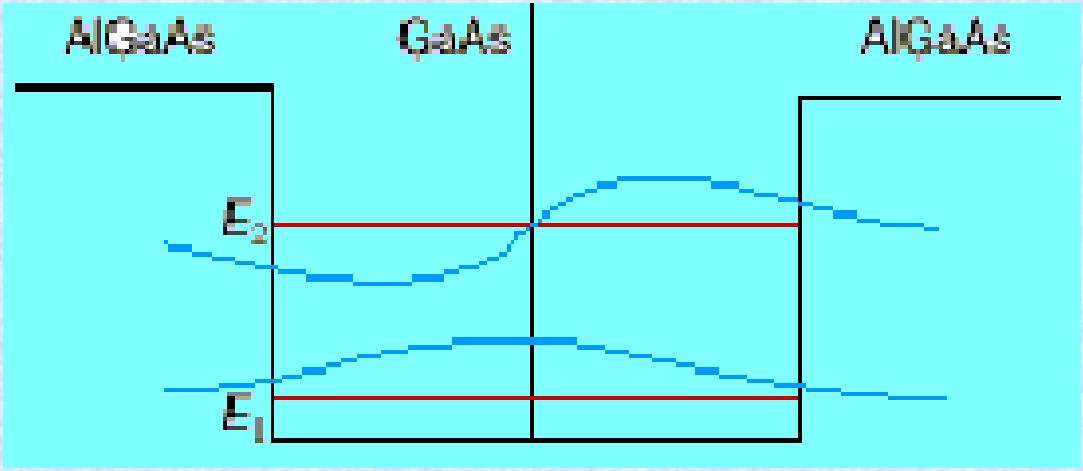
запрещенной зоны меняет вид от функции с порогом до функции в виде ступеньки. В отличие от КЯ, где носители заряда ограничены в направлении, перпендикулярном к слоям, и могут двигаться в плоскости слоя, в КП носители заряда ограничены в двух направлениях и свободно перемещаются только вдоль оси проволоки. В КТ носители заряда ограничены уже во всех трех направлениях и обладают полностью дискретным энергетическим спектром. На рис. 10 показаны схематические диаграммы функции плотности состояний для структур с КЯ, КП и КТ.

Для иллюстрации квантового размерного эффекта электронов в полупроводниках рассмотрим случай одиночной КЯ. Ее структура представляет собой «сэндвич», состоящий из тонкого слоя (толщиной L) полупроводникового материала A между слоями другого полупроводника B с равными толщинами L'. Направление, перпендикулярное к этим слоям, примем за ось Z.

Предположим, что в одиночной КЯ ширина запрещенной зоны ямы ***A*** меньше, чем у барьеров ***B*** ($E_{gB} > E_{gA}$). Вследствие такого различия в ширине запрещенных зон не происходит выравнивания краев зон проводимости и валентных зон для ***A*** и ***B***. Разность между их краями называется **разрывом зон**. Разрыв зон создает потенциал, ответственный за квантовое ограничение носителей только в одном слое, в результате чего и возникает квантовый размерный эффект.

Таким образом, знание величины разрыва зон и его контроль играют решающую роль при изготовлении приборов с квантовым размерным эффектом. Если толщина среднего слоя ***A*** составляет от нескольких до ста параметров кристаллической решетки или от 1 до 50 нм, то носители заряда будут располагаться на дискретных уровнях, подобно электронам и дыркам в КТ.


Зона проводимости
AlGaAs
GaAs
Валентная зона


AlGaAs
GaAs
AlGaAs

Меняя размер «ямы», можно изменять расстояние между уровнями и, соответственно, длину волны поглощаемого или излучаемого света.

Так например, в оптических спектрах полупроводниковых гетероструктур GaAs-AlGaAs со сверхтонким слоем GaAs (квантовой ямой), четко проявляются эффекты размерного квантования: появляется характерная ступенчатая структура в спектрах поглощения и систематический сдвиг характеристических энергий при уменьшении толщины квантовой ямы.

В кластерах (КТ) одного материала в объеме другого вещества ограничение движения носителей заряда осуществляется во всех трех направлениях. В отличие от гетероструктур с КЯ и КП свойства электронов и дырок в гетероструктурах с КТ нельзя описать на основе представления о газе квазичастиц.

Плодотворным является применение представлений о локализованных состояниях. Радиус локализации электронов и дырок в нанокластере сравним с его размером и часто превышает боровский радиус одиночных примесных атомов с мелкими уровнями в объемных однородных полупроводниках. В то же время энергетический уровень в КТ может быть глубоким, и в этом заключается еще одна характерная черта КТ как примесных центров с глубокими уровнями.

Выводы лекции:

Переход от микро- к наноэлектронике: Уменьшение размеров элементов до нанометрового масштаба меняет физику работы приборов — классический перенос заряда уступает место квантово-размерным, туннельным и спиновым эффектам.
Элементная база и материалы: Основу наноустройств составляют низкоразмерные структуры (квантовые ямы, проволоки, точки), одноэлектронные транзисторы, а также графен, углеродные нанотрубки и молекулярные системы.
Технологии формирования: Создание наноструктур требует сочетания прецизионных методов «сверху вниз» (нанолитография, эпитаксия) и «снизу вверх» (молекулярная самосборка).
Перспективы развития: Внедрение квантовых и молекулярных принципов преодолевает физические пределы кремниевой микроэлектроники, открывая путь к сверхбыстродействующим, энергоэффективным и квантовым вычислительным системам

Вопросы для контроля изучаемого материала:

1. Что отличает наноэлектронику от традиционной микроэлектроники?
2. Какие квантово-размерные эффекты проявляются в наноструктурах?
3. Что такое квантовая точка и какова её роль в наноэлектронных устройствах?
4. На каком эффекте основана работа одноэлектронного транзистора?
5. Каковы принципы работы туннельных и спинтронных структур?
6. Какие материалы используются для изготовления элементов наноэлектроники?
7. Что представляет собой молекулярная электроника и каковы её перспективы?
8. В чём значение углеродных нанотрубок и графена для будущей электроники?

Список литературных источников:

1. Гусев А. И. Наноматериалы, наноструктуры, нанотехнологии. — М.: Физматлит, 2007.
2. Соколов В. И. Физика и технология микро- и наноэлектроники. — М.: МИФИ, 2019.
3. Wong, H.-S. P., Akinwande, D. Carbon Nanotube and Graphene Device Physics. — Cambridge University Press, 2011.
4. Datta, S. Quantum Transport: Atom to Transistor. — Cambridge University Press, 2005.
5. Ferry, D. K., Goodnick, S. M. Transport in Nanostructures. — Cambridge University Press, 2009.
6. 2017. Bhushan, B. (Ed.) Springer Handbook of Nanotechnology. — Springer,