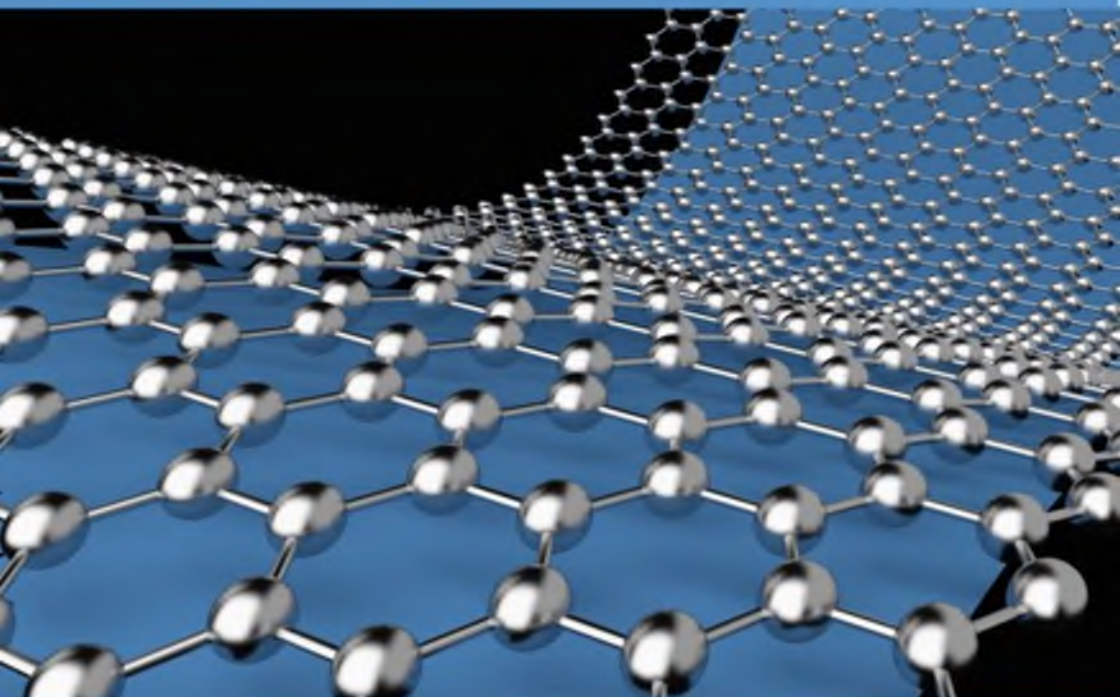


Министерство образования и науки Республики Казахстан
Костанайский социально-технический университет
имени академика Зулхарнай Алдамжар



Перспективы кремниевой нанoeлектроники

Джаманбалин К.К.



Учебно-методическое пособие

Костанай
2015

Министерство образования и науки Республики Казахстан
Костанайский социально-технический университет
имени академика Зулхарнай Алдамжар

Перспективы кремниевой наноэлектроники

Учебно-методическое пособие

Костанай
2015

УДК 661.681.(075)

ББК 24.74

Д 40

Рецензент:

Доктор технических наук, профессор Баймухамедов М.Ф.

Джаманбалин К.К.

Д 40 Перспективы кремниевой нанотехнологии: Учебн.-метод. пособие /
К.К.Джаманбалин. - Костанай, КСТУ им. акад. З.Алдамжар, 2015. - 58 с.

ISBN 978-601-7125-69-1

Учебно-методическое пособие «Перспективы кремниевой нанотехнологии» рассмотрено и рекомендовано к изданию на заседании кафедры «Физика и информационные технологии», протокол № 11 от «28» июня 2015г.

Учебно-методическое пособие предназначено для студентов и магистрантов Костанайского социально-технического университета имени академика Зулхарнай Алдамжар, специальности: 6М060400 – физика, 6М070400 – вычислительная техника и программное обеспечение.

Учебно-методическое пособие посвящено активно развивающейся в настоящее время проблеме получения новых интеллектуальных наноматериалов и созданию приборных структур на их основе. На понятийном уровне изложены физические основы квантово-размерных эффектов в наноструктурах, кремниевые и углеродные нанотрубки, являющиеся перспективными материалами для разнообразных применений в нанoeлектронике.

УДК 661.681.(075)

ББК 24.74

ISBN 978-601-7125-69-1

СОДЕРЖАНИЕ

Введение.....	4
1. Перспективы кремниевой наноэлектроники.....	6
1.1. Физические свойства кремния.....	6
1.2. Моно- и поликристаллы.....	10
1.3. Квантовая статистика. Уравнение Шредингера.....	16
1.4. Распределение электронов по энергетическим уровням. (Статистика Ферми-Дирака).....	17
1.5. Полупроводники.....	18
1.6. Примесные полупроводники.....	21
2. Физические основы наноэлектроники.....	23
2.1. Приборные структуры одноэлектроники.....	24
2.2. Теория одноэлектронного туннелирования.....	25
2.3. Кулоновская блокада в структурах с двумя туннельными переходами....	27
2.4. Квантовая физика наноэлектроники.....	29
2.5. Туннелирование носителей заряда.....	34
3. Кремниевые нанотрубки на основе хризотил-асбеста.....	38
3.1. Природный материал: хризотил-асбест.....	38
3.2. Свойства хризотил-асбеста.....	40
3.3. Фуллерены и углеродные нанотрубки.....	43
3.4. Нанотрубки: хризотил-асбест.....	47
Заключение.....	55
Цитируемая и используемая литература.....	57

Введение

Настоящее учебное пособие включает материалы курса лекции по элективным дисциплинам учебного плана специальностей «Физика», «Информационные системы», «Программное обеспечение вычислительной техники и автоматизированных систем».

Кремниевая нанотехнология является составной частью раздела «Новые интеллектуальные материалы», перспективного для современной наноэлектроники. Значительный прогресс в получении и исследовании нанообъектов, возникновении новых наноматериалов привело к выделению таких понятий как наноклатер, наноструктура. Кроме того, в последнее время проводятся исследования, связанные с наноструктурами, среди которых следует выделить такие как фуллерены, кремниевые и углеродные нанотрубки. хиральные наноструктуры. Фуллерены и кремниевые и углеродные нанотрубки являются уникальными углеродными нанообразованиями и перспективными материалами для разнообразных применений в наноэлектронике.

Наноэлектроника в настоящее время представляет собой область электроники, занимающейся разработкой физических и технологических основ создания электрических элементов и компонентов интегральных электронных схем с характерными размерами элементов менее 100 нм. Квантовомеханические законы не позволяют описывать структуры с наноразмерами привычными законами классической физики. Переходя к рассмотрению приборов на основе квантовых объектов, необходимо указать, что далее речь пойдет лишь о некоторых наиболее изученных физических эффектах, в частности, туннельных эффектах, на базе которых уже сегодня реализуются приборы, отличающиеся конструкциями и принципами работы от существующих полупроводниковых диодов и транзисторов.

Одним из перспективных материалов для наноэлектроники является кремний, широко применяемый при создании приборов и устройств, так необходимых для быстро развивающейся нанотехнологии.

Поведение подвижных носителей заряда (электронов и дырок) в наноразмерных структурах определяются квантовыми эффектами, поскольку они не могут быть описанными законами классической физики.

Квантовая механика, в отличие от классической, учитывает двойственную корпускулярно-волновую природу частиц и квантуемость, т.е. скачкообразное, дискретное измерение их многих характеристик.

В наноразмерных областях поведение электронов определяется отражением электронных волн от границ раздела таких областей, интерференцией электронных волн, прохождением волн сквозь потенциальные барьеры. Этими явлениями объясняются квантово-размерные эффекты в наноструктурах, например, квантование энергии электронов, пространственно ограниченных в своих перемещениях, прохождение электронов сквозь нанометровые диэлектрические слои, квантование сопротивления нанопроволок и др.

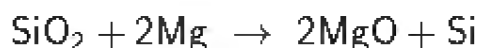
1. Перспективы кремниевой наноэлектроники

1.1 Физические свойства кремния

Содержание кремния в земной коре составляет по разным данным 27,6—29,5 % по массе. Таким образом, по распространённости в земной коре кремний занимает второе место после кислорода.

Чаще всего в природе кремний встречается в виде кремнезёма — соединений на основе диоксида кремния (IV) SiO₂ (около 12 % массы земной коры). Основные минералы и горные породы, образуемые диоксидом кремния — это песок (речной и кварцевый), кварц и кварциты, кремь, полевые шпаты. Вторую по распространённости в природе группу соединений кремния составляют силикаты и алюмосиликаты.

«Свободный кремний» можно получить прокаливанием с магнием мелкого белого песка, который представляет собой диоксид кремния:



В промышленности кремний технической чистоты получают, восстанавливая расплав SiO₂ коксом при температуре около 1800°С в руднотермических печах шахтного типа. Чистота полученного таким образом кремния может достигать 99,9 % (основные примеси — углерод, металлы).

Возможна дальнейшая очистка кремния от примесей.

- Очистка в лабораторных условиях может быть проведена путём предварительного получения силицида магния Mg₂Si. Далее из силицида магния с помощью соляной или уксусной кислот получают газообразный моносилан SiH₄. Моносилан очищают ректификацией, сорбционными и др. методами, а затем разлагают на кремний и водород при температуре около 1000°С.

- Очистка кремния в промышленных масштабах осуществляется путём непосредственного хлорирования кремния. При этом образуются соединения состава SiCl₄ и SiCl₃H. Эти хлориды различными способами очищают от примесей и на заключительном этапе восстанавливают чистым водородом при температурах от 900 до 1100°С.

- Разрабатываются более дешёвые, чистые и эффективные промышленные технологии очистки кремния. На 2010 г. к таковым можно отнести технологии очистки кремния с использованием фтора (вместо хлора); технологии, предусматривающие дистилляцию монооксида кремния; технологии, основанные на вытравливании примесей, концентрирующихся на межкристаллитных границах.

Содержание примесей в доочищенном кремнии может быть снижено до 10^{-8} — 10^{-6} % по массе.

Кристаллическая решётка кремния кубическая гранецентрированная типа алмаза, параметр $a = 0,357$ нм (при высоких давлениях получены и другие полиморфные модификации кремния), но из-за большей длины связи между атомами Si—Si по сравнению с длиной связи C—C твёрдость кремния значительно меньше, чем алмаза. Кремний хрупок, только при нагревании выше 800 С он становится пластичным веществом. Интересно, что кремний прозрачен для инфракрасного излучения, начиная с длины волны 1,1 мкм. Собственная концентрация носителей заряда — $5,81 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-3}$ (для температуры 300 К).

Элементарный кремний в монокристаллической форме является непрямозонным полупроводником. Ширина запрещённой зоны при комнатной температуре составляет 1,12 эВ, а при $T = 0 \text{ К}$ составляет 1,21 эВ^[6]. Концентрация собственных носителей заряда в кремнии при нормальных условиях составляет порядка $1,5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

На электрофизические свойства кристаллического кремния большое влияние оказывают содержащиеся в нём примеси. Для получения кристаллов кремния с дырочной проводимостью в кремний вводят атомы элементов III-й группы, таких, как бор, алюминий, галлий, индий. Для получения кристаллов кремния с электронной проводимостью в кремний вводят атомы элементов V-й группы, таких, как фосфор, мышьяк, сурьма.

При создании электронных приборов на основе кремния задействуется преимущественно приповерхностный слой материала (до десятков микрон),

поэтому качество поверхности кристалла может оказывать существенное влияние на электрофизические свойства кремния и, соответственно, на свойства готового прибора. При создании некоторых приборов используются приёмы, связанные с модификацией поверхности, например, обработка поверхности кремния различными химическими агентами.

- Диэлектрическая проницаемость: $12^{[1]}$
- Подвижность электронов: $1200—1450 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$.
- Подвижность дырок: $500 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$.
- Ширина запрещённой зоны $1,205-2,84\cdot 10^{-4}\cdot T$.
- Продолжительность жизни электрона: $5 \text{ нс} — 10 \text{ мс}$.
- Длина свободного пробега электрона: порядка $0,1 \text{ см}$.
- Длина свободного пробега дырки: порядка $0,02 — 0,06 \text{ см}$.

Технический кремний находит следующие применения:

- сырьё для металлургических производств: компонент сплава (бронзы, силумин); раскислитель (при выплавке чугуна и сталей); модификатор свойств металлов или легирующий элемент (например, добавка определённого количества кремния при производстве трансформаторных сталей уменьшает коэрцитивную силу готового продукта) и т. п.;

- сырьё для производства более чистого поликристаллического кремния и чищенного металлургического кремния (в литературе «umg-Si»);

- сырьё для производства кремнийорганических материалов, силанов;

- иногда кремний технической чистоты и его сплав с железом (ферросилиций) используется для производства водорода в полевых условиях;

- для производства солнечных батарей.

Сверхчистый кремний преимущественно используется для производства одиночных электронных приборов (нелинейные пассивные элементы электрических схем) и однокристалльных микросхем. Чистый кремний, отходы сверхчистого кремния, очищенный металлургический

кремний в виде кристаллического кремния являются основным сырьевым материалом для солнечной энергетики.

Монокристаллический кремний — помимо электроники и солнечной энергетики используется для изготовления зеркал газовых лазеров.

Соединения металлов с кремнием — силициды — являются широко употребляемыми в промышленности (например, электронной и атомной) материалами с широким спектром полезных химических, электрических и ядерных свойств (устойчивость к окислению, нейтронам и др.). Силициды ряда элементов являются важными термоэлектрическими материалами.

Соединения кремния служат основой для производства стекла и цемента. Производством стекла и цемента занимается силикатная промышленность. Она также выпускает силикатную керамику — кирпич, фарфор, фаянс и изделия из них.

Широко известен силикатный клей, применяемый в строительстве как сиккатив, а в пиротехнике и в быту для склеивания бумаги.

Получили широкое распространение силиконовые масла и силиконы — материалы на основе кремнийорганических соединений.

1.2 Моно- и поликристаллы

Типы кристаллических твердых тел

Твердые тела (кристаллы) характеризуются правильной геометрической формой, что является результатом упорядоченного расположения атомов и молекул, составляющих кристалл.

Структура, для которой характерно регулярное расположение частиц с периодической повторяемостью в трех измерениях, называется **кристаллической решеткой**. Точки, в которых расположены частицы называют узлами кристаллической решетки.

Кристаллические тела можно разделить на две группы:

Монокристаллы

Твердые тела, частицы которых образуют единую кристаллическую решетку.

Поликристаллы

Твердые тела, состоящие из множества беспорядочно ориентированных мелких кристаллических зерен.

Классификация кристаллов:

Кристаллографический признак.

- Пространственная периодичность,
- Симметрия кристаллической решетки,
- Всякая **пространственная решетка** или **решетка Бравэ** (трехмерная периодическая структура) может быть составлена повторением в трех различных направлениях одного и того же структурного элемента – **элементарной ячейки**.

- 14 типов решетки **Бравэ**.
- 7 классов **кристаллической решетки**:

1. Кубическая	$a = b = c \quad \alpha = \beta = \gamma$
2. Гексагональная	$a = b \neq c \quad \alpha = \beta = 90^\circ, \gamma = 120^\circ$
3. Тригональная	$a = b = c \quad \alpha = \beta = \gamma \neq 90^\circ$
4. Тетрагональная	$a = b \neq c \quad \alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$
5. Ромбическая	$a \neq b \neq c \quad \alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$
6. Моноклинная	$a \neq b \neq c \quad \alpha = \beta = 90^\circ \neq \gamma$
7. Триклинная	$a \neq b \neq c \quad \alpha \neq \beta \neq \gamma$

Физический признак:

- **Ионные кристаллы** – в узлах крист. решетки располагаются поочередно ионы противоположного знака. **Na(+)**Cl(-) – **связь ионная.**

Решетка – **кубическая.**

- **Атомные кристаллы** - в узлах крист. решетки располагаются нейтральные атомы, **алмаз, графит, Si, Ge-**
связь ковалентная (у соседних атомов обобществлены валентные электроны, наименее связанные с атомом).
- **Металлические кристаллы** - в узлах крист. решетки располагаются положительные ионы металла. Валентные электроны слабо связаны с атомами, отделяются от атомов и принадлежат всему кристаллу в целом.
- **Молекулярные кристаллы** - в узлах крист. решетки располагаются нейтральные молекулы вещества. Силы взаимодействия – **Ван-дер-ваальсовы.**
Инертные газы- Ne, Ar, Kr, Xe, газы- CO₂, O₂, N₂.

Дефекты в кристаллах

Дефектами кристаллической решетки называются отклонения от упорядоченного расположения частиц в узлах решетки.

Дефекты:

Макроскопические **микроскопические**

В процессе образования Отклонения от периодичности.

и роста кристалла **Точечные дефекты:** нарушают ближний

порядок(трещины, поры)

1. **вакансия** – отсутствие атома в крист. решетки
2. **междоузельный атом**- атом, внедрившийся в междоузельное пространство.
3. **примесный атом** – атом примеси, либо замещающий атом основного вещества в крист. решетке.
4. **Линейные дефекты:** нарушают дальний порядок.
5. **дислокации** – нарушающие правильное чередование атомных плоскостей, А.краевые, В – винтовые.

Теплоемкость твердых тел

В качестве модели твердого тела рассмотрим кристаллическую решетку, в узлах которой частицы (атомы, ионы, молекулы), колеблются около своих положений равновесия в трех взаимно перпендикулярных направлениях.

В классической статистической физике выводится **закон Больцмана о равномерном распределении энергии по степеням свободы молекул:**

для статистической системы, находящейся в состоянии термодинамического равновесия, на *каждую* поступательную и вращательную степени свободы приходится в сред.

$$E = \frac{1}{2} kT \text{ (кинет. энергия),}$$

а на каждую **колебательную** степень свободы – в среднем

$$E = \kappa T.$$

Распределение внутренней энергии по степеням свободы сложных объектов имеющих i степеней свободы имеет вид:

$$U = i/2 (\kappa T) \quad (1.1)$$

где $i = i$ (пост) + i (вр) + $2i$ (кол), (множитель 2 в слагаемом $2i$ (кол) обусловлен тем, что каждой колебательной степени свободы соответствует кинетическая и потенциальная энергия.

Таким образом, каждой частице кристаллической решетки приписывается **3 колебательных степени свободы**, каждая из которых обладает $E = \kappa T$.

Внутренняя энергия 1 моль твердого тела равна

$$U = 3N(A) \kappa T = 3RT \quad (1.2),$$

где $N(A)$ – постоянная Авогадро. $R = N(A) \kappa$ – молярная газовая постоянная.

Тогда молярная теплоемкость твердого тела равна:

$$C(V) = dU/dT = 3R \quad (1.3)$$

Молярная теплоемкость – количество теплоты, необходимая для нагрева 1 моль вещества на один кельвин. При $V = \text{const}$, $A=0$, $Q = U$.

Таким образом молярная теплоемкость твердых тел в кристаллическом состоянии одинакова, равна $3R$ и не зависит от температуры.

Этот закон был получен франц. учеными П.Дюлонгом и Л. Пти и носит название **закона Дюлонга и Пти**.

Как показывают опытные данные (Рис.1) закон Дюлонга и Пти при низких температурах имеют большие отклонения от вычисленных значений теплоемкостей. Причем вблизи нуля кельвин теплоемкость пропорциональна температуре в третьей степени:

$$3C(V) \sim T, \quad (1.4)$$

Расхождение опытных данных и теоретических значений теплоемкостей, вычисленных на основе классической теории объяснили, исходя из квантовой теории теплоемкостей, А.Эйнштейн и П.Дебай.

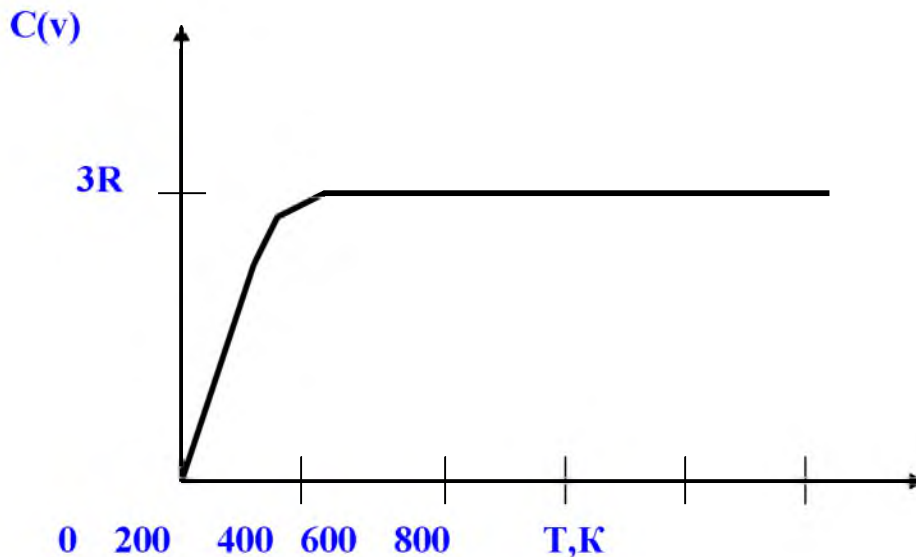


Рис.1. Температурная зависимость молярной теплоемкости тв. тела.

Для объяснения аномального поведения теплоемкости **А.Эйнштейн в 1911г.** предположил, что энергия колеблющегося атома не может меняться непрерывно, а изменяется лишь определенными **порциями – квантами**, причем величина этой порции связана с частотой колебаний соотношением

$$\varepsilon(\omega) = h\nu \quad (1.5).$$

При $kT \ll h\nu$. $C(V) \ll 3R$; $kT \gg h\nu$, $C(V) \sim 3R$.

Оказывается, что изменение энергии колебаний частицы (волны) на один квант можно рассматривать как появление или исчезновение особой частицы – **фотона**, имеющего энергию $\varepsilon(\omega) = h\nu$ и движущегося со скоростью звука.

Таким образом энергия кванта прямо пропорциональна частоте колебаний. Коэффициент пропорциональности **h** носит название постоянной Планка, который впервые установил этот закон.

Что же заставило физиков работать над созданием квантовой теории? Прежде всего желание понять природу необъяснимых с позиций классической науки явлений. Первые неразрешимые проблемы возникли при решении задач о взаимодействии излучения с веществом – **явлении фотоэффекта** – падающий на металлическую (полупроводниковую) поверхность свет выбивает из нее электроны, движение которых и приводит к появлению фототока. Необъяснимым оставалось, почему фототок возникал лишь тогда, когда частота падающего света превышала строго определенного для каждого металла величину. В 1905 г. А.Эйнштейн, развивая квантовую гипотезу Планка, предположил, что электромагнитное излучение не просто испускается порциями – оно и поглощается веществом тоже в виде порций – **световых квантов (фотонов)**. В итоге Эйнштейн вывел **уравнение фотоэффекта**:

$$h\nu = A + m^2V/2 \quad (1.6),$$

где **m** – масса электрона, **V** – скорость электронов, **A** – работа выхода электрона из металла.

При этом фотоэффект возможен, если **$h\nu(\text{кр}) = A$** , **$\nu(\text{кр})$** «**красная граница**»- минимальная частота света, при которой возможен фотоэффект.

1.3 Квантовая статистика. Уравнение Шредингера

Состояние микрочастицы в квантовой механике описывается **волновой функцией $\psi(x,y,z,t)$** . Эта функция позволяет найти вероятность локализации частицы в определенной области пространства возле точки с координатами **x,y,z**, в момент времени **t**.

Таким образом, состояние системы в квантовой механике, задаваемой волновой функцией, определяет не сами значения координат частицы, а **закон их распределения**, т.е. вероятность того, что координаты частиц принимают те или иные значения.

Если энергия системы не меняется с течением времени, то волновая функция может быть найдена с помощью стационарного **уравнения Шредингера**

$$\psi(x,y,z,t) = \exp [-(i/\hbar)\epsilon t] \psi(x,y,z,) \quad (1.7).$$

Для частиц с массой **m**, движущейся под действием силы, порождаемой потенциалом **U(x,y,z,t)** – **потенциальная энергия частицы во внешнем поле**

Ур. Шредингера имеет вид:

$$-\hbar^2/2m \Delta\psi + U\psi = i\hbar d\psi/dt \quad (1.8).$$

Если рассматривать частный случай движения микрочастицы только вдоль оси **X**, получим:

$$-\hbar^2/2m d\psi/dx + U^2\psi = i\hbar^2 d\psi/dt \quad (1.9).$$

1.4 Распределение электронов по энергетическим уровням

(Статистика Ферми-Дирака)

Все электроны составляют в кристалле единый статистический ансамбль. Они взаимодействуют с колеблющимися ионами решетки и между собой. Эти взаимодействия носят статистический, вероятностный характер, представляют собой случайные столкновения.

Классическая электронная теория металлов исходила из предположения, что валентные электроны не связаны с атомами, а свободно движутся по всему кристаллу. Поэтому валентные электроны в металлах рассматривались как электронный газ, подобно идеальному газу. Таким образом, совокупность электронов в твердом теле можно рассматривать как электронный газ, для которой твердое тело служит термостатом и описывается **статистической функцией распределения**, выражающей вероятность различных состояний. Отличие электронного газа от классического идеального газа состоит в том, что электронные состояния в твердом теле **квантуются и образуют систему уровней и зон**. Поэтому **распределение электронов по энергиям описывается функцией Ферми – Дирака:**

$$f(\varepsilon) = 1 / [\exp [(\varepsilon - \varepsilon(F))/kT] + 1] \quad (1.10).$$

Функция распределения $f(\varepsilon)$ определяет вероятность нахождения электронов на уровне с энергией ε при тем-ре T . Эта вероятность зависит от уровня Ферми $\varepsilon(F)$.

- При абсолютном нуле ($T=0$ К) все уровни ниже уровня Ферми заполнены электронами,
- Все уровни, расположенные выше уровня Ферми, пусты.

При образовании твердого тела соседние атомы настолько сближаются друг с другом, что внешние электронные оболочки не только соприкасаются, но даже перекрываются. Электроны, находящиеся на определенном энергетическом уровне одного атома, получают возможность переходить без

затрат энергии на соответствующий уровень соседнего атома и таким образом свободно перемещаться вдоль всего твердого тела.

Вместо индивидуальных атомных орбит образуются коллективные, и подоболочки отдельных атомов объединяются в единый для всего кристалла коллектив - зону.

С точки зрения квантовой механики энергетические уровни атомов в кристалле под влиянием взаимодействия объединяются и расщепляются в зоны.

Распределение электронов по энергиям определяется не только вероятностью заполнения уровней, но и плотностью квантовых состояний в зоне:

$$dn = N(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon \quad (1.11).$$

Для определения концентрации электронов надо проинтегрировать произведение функции распределения плотности энергетических уровней в зоне и вероятности заполнения этих уровней электронами.

Обычно $\varepsilon - \varepsilon(F) \gg kT$, $(\varepsilon - \varepsilon(F))/kT \gg 1$, тогда

$$f(\varepsilon) = \exp [-(\varepsilon - \varepsilon(F))/kT] \quad (1.12).$$

Общую концентрацию электронов в металле можно найти путем интегрирования выражения (1.11) по всем заполненным состояниям:

$$n = N \exp [-(\varepsilon - \varepsilon(F))/kT] \quad (1.13).$$

1.5 Полупроводники

Принадлежность кристалла к металлам или неметаллам определяется заполнение энергетических зон. При $T = 0$ К в металле все нижние уровни вплоть до уровня $\varepsilon(f)$ заполнены электронами ($f = 1$), а уровни выше $\varepsilon(f)$ – пусты ($f = 0$). В неметаллах между нижней – валентной зоной, которая полностью заполнена электронами ($f = 1$), и верхней зоной – проводимости, которая полностью пуста ($f = 0$) существует запретная зона, ширина которой равна $\varepsilon(g)$. Таким образом, твердое тело можно разделить на три группы:

Металлы, если $\varepsilon(g) = 0$ эВ,

Полупроводники, $\varepsilon(g) < 3 \text{ эВ}$,

Диэлектрики, $\varepsilon(g) > 3 \text{ эВ}$.

Собственный полупроводник. В зависимости от степени чистоты полупроводники разделяют на **собственные** и **примесные**. В собственном полупроводнике носителями заряда являются электроны, находящиеся в валентной зоне. При этом каждый переход электрона в зону проводимости сопровождается образованием **дырки** в валентной зоне. Благодаря дыркам электроны валентной зоны также принимают участие в процессе электропроводности за счет эстафетных переходов под действием электрического поля на более высокие освобожденные энергетические уровни.

Чем выше T и меньше $\varepsilon(g)$, тем выше скорость тепловой генерации носителей заряда. Одновременно с генерацией непрерывно идет и обратный процесс – рекомбинация, т.е. возвращение электронов в валентную зону с исчезновением пары носителей заряда.

Зона проводимости

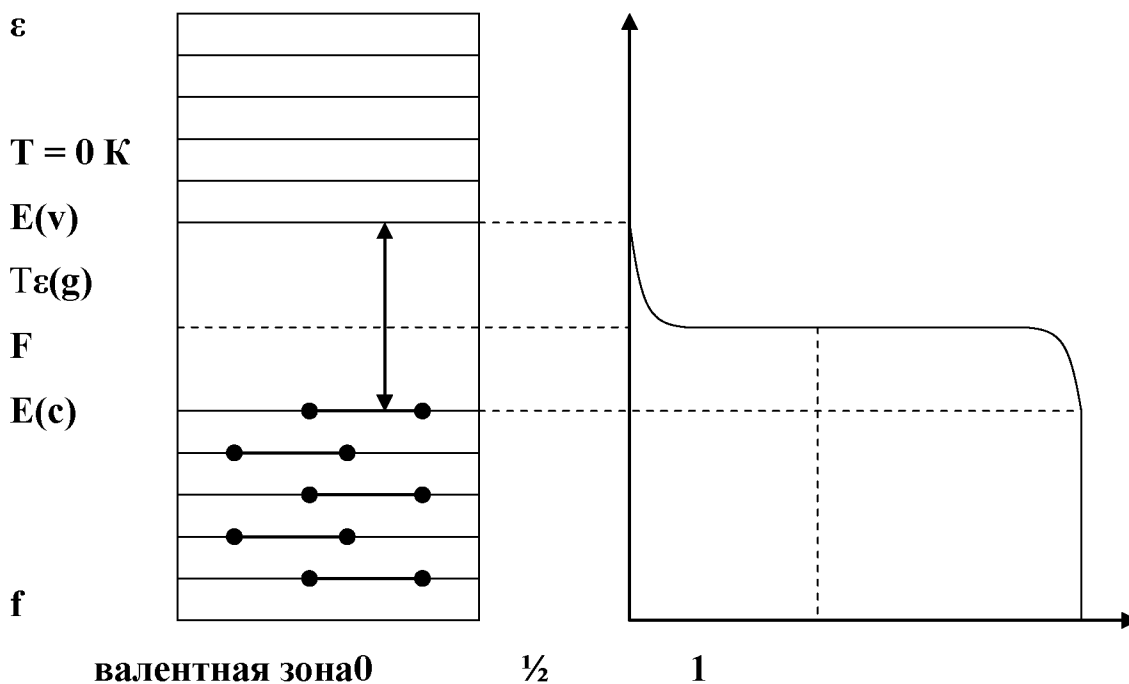


Рис.2. Энергетическая диаграмма и функция вероятности заполнения энергетических уровней для собственного полупроводника.

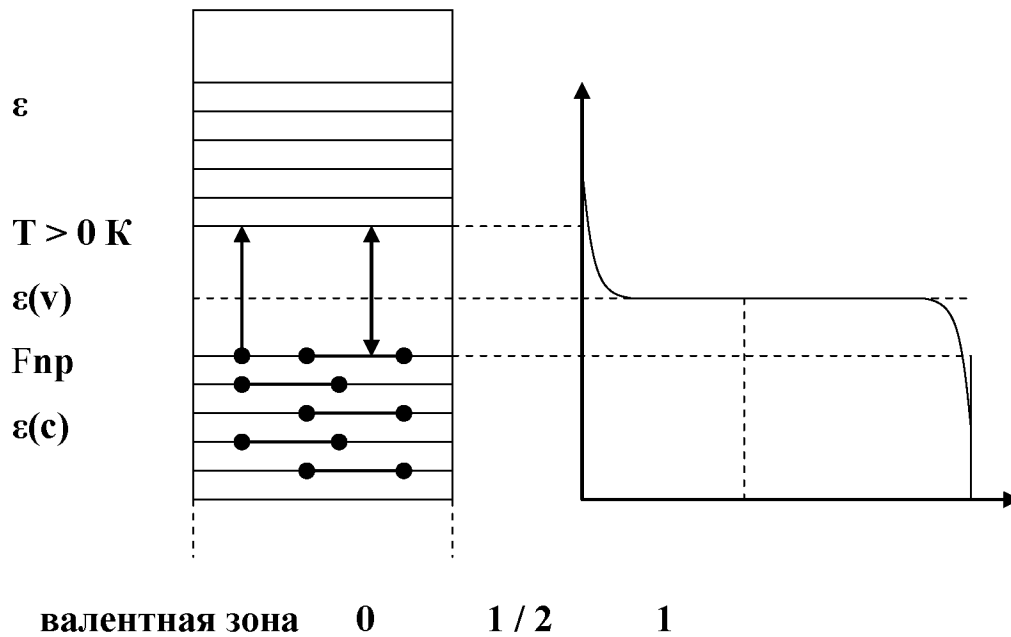


Рис.3 Энергетическая диаграмма и функция вероятности заполнения энергетических уровней для собственного полупроводника.

Специфика собственного полупроводника состоит в том, что концентрация n равна равновесной концентрации p :

$$n = p ; n + p = 2n, (1.14).$$

Как отмечалось, распределение электронов по энергиям в твердом теле в общем случае подчиняется статистике **Ферми – Дирака**. При этом вероятность нахождения электрона на уровне с энергией ϵ функцией (4)

$$f(n) = 1 / [\exp [(\epsilon - \epsilon(F))/kT] + 1] \quad (1.15).$$

Любой энергетический уровень может либо быть занят электроном, либо занят дыркой. Сумма вероятностей этих двух событий должна быть равна единице:

$$f(n) + f(p) = 1.$$

Тогда вероятность заполнения энергетического уровня дыркой :

$$F(p) = \exp [(\epsilon - \epsilon(F))/kT] / [1 + \exp [(\epsilon - \epsilon(F))/kT]] = 1 / [1 + \exp [(\epsilon(F) - \epsilon)/kT]] \quad (1.16)$$

Т.к. Обычно $\epsilon - \epsilon(F) \gg kT$, $(\epsilon - \epsilon(F))/kT \gg 1$, тогда

$$F(n) = \exp [-(\epsilon - \epsilon(F))/kT], F(p) = \exp [-(\epsilon(F) - \epsilon)/kT].$$

Для определения концентрации электронов в полупроводнике надо проинтегрировать по энергии произведение **функции распределения плотности энергетических уровней в зоне проводимости $N(\varepsilon)$ и вероятности заполнения этих уровней электронами $F(n)$** , т.е.

$N(\varepsilon)$ – эффективная плотность состояний в зоне проводимости.

Аналогичным образом для концентрации дырок получим:

$$p = N(v) \exp[(\varepsilon(v) - \varepsilon(F))/kT] \quad (1.18).$$

С учетом (8) $n = p$, имеем

$$N(c) \exp[-(\varepsilon(c) - \varepsilon(F))/kT] = N(v) \exp[(\varepsilon(v) - \varepsilon(F))/kT] \quad (1.19).$$

Или $\varepsilon(F) = (\varepsilon(c) + \varepsilon(v))/2$ уровень ферми в собственном полупроводнике расположен в середине запрещенной зоны. С другой стороны

$$n = p = \sqrt{N(c) N(v)} \exp[-E(g)/2kT] \quad (1.20).$$

$$Lnn \sim E(g)/2kT \quad (1.21).$$

Зависимость логарифма концентрации носителей заряда от обратной температуры близка к линейной, причем наклон прямой характеризует ширину запрещенной зоны полупроводника.

1.6 Примесные полупроводники

Примесный полупроводник – это такой п/п-к, электрофизические свойства которого в основном определяются примесями. Как правило, примеси создают дополнительные уровни в запрещенной зоне п/п-ка.

1. Примесные уровни, заполненные электронами (**доноры**), при отсутствии внешних энергетических воздействий, расположены в запрещенной зоне вблизи края зоны проводимости. При внешнем возбуждении электроны с **примесных уровней $\varepsilon(d)$** могут переходить в зону проводимости и участвовать в процессе электропроводности.

2. Примеси, захватывающие электроны из валентной зоны п/п-ка называют **акцепторами**. При этом в валентной зоне образуются вакансии, которые носят название **дырок**. Такой п/п-к называют п/п-ком **p-типа** проводимости. **Акцепторный уровень** при отсутствии внешних энергетических воздействий, расположен в запрещенной зоне, вблизи от верхнего края валентной зоны.

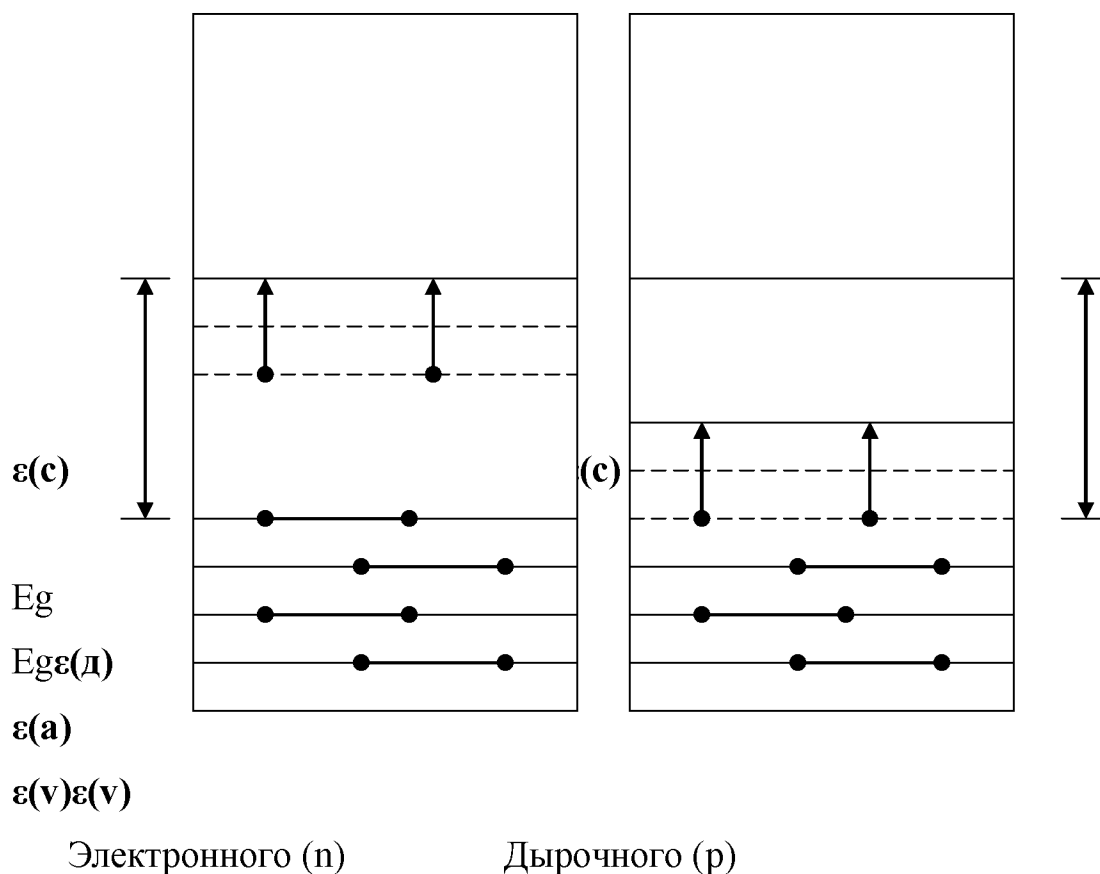


Рис.4 Энергетические диаграммы п/п-ов (п) и (р) типов при $T > 0$

2. Физические основы нанoeлектроники

Квантовые размерные эффекты электронных структур имеют место тогда, когда длина свободного пробега электрона (l) соизмерима с длиной волны деВройля (λ), ибо квантово-размерные эффекты обусловлены волной природой электронов.

Квантовая механика, в отличие от классической учитывает двойственную корпускулярно-волновую природу частиц и квантуемость, т.е. скачкообразное, дискретное измерение их многих характеристик.

При построении теории внешнего фотоэффекта Эйнштейн (1905) предположил, что свет не только испускается и поглощается квантами, но и распространяется как поток особых частиц – фотонов, несущих на себе дискретную порцию энергии, равную $h\nu$. На основе квантовых представлений о свете Эйнштейн объяснил не только фотоэффект, но и другие физические явления, которые не поддавались описанию с точки зрения электромагнитной теории света.

Было также признано то, что свет имеет двойственную (корпускулярно-волновую) природу.

Согласно Де - Бройля, волновые свойства присущи не только фотонам, но и любым частицам вещества.

При этом длина волны, соответствующая любой частице, называется волной Бройля и определяется формулой

$$\lambda = 2\pi\hbar/p = h/mv$$

где m -масса частиц, v - её скорость.

Гипотеза о корпускулярно-волновом дуализме приобрела универсальный характер и была использована Э. Шрёдингером для получения основного уравнения квантовой механики – Уравнения Шрёдингера.

2.1 Приборные структуры одноэлектроники

Интерес к созданию структур с размерами элементов в области нанометров и большой плотностью таких элементов ($\sim 10^{11}$ - 10^{12} см⁻²) проявился в 90-х годах прошлого столетия в связи с обнаружением в таких системах квантово-размерных эффектов, которые позволяют разделить эти структуры на следующие типы:

- квантовые точки (КТ) — quantumdots (QD) — структуры, у которых во всех трех направлениях размеры составляют несколько межатомных расстояний (в зависимости от масштаба рассмотрения структура считается нуль- или трехмерной);

- квантовые проволоки (КП) — quantumwires (QWr) — структуры, у которых в двух направлениях размеры равны нескольким межатомным расстояниям, а в третьем — макроскопической величине;

- квантовые ямы (КЯ) — quantumwells (QW) — структуры, у которых в одном направлении размер составляет несколько межатомных расстояний, а в двух других — макроскопическую величину.

Гетероструктуры с квантово-размерными элементами на сегодняшний день получают главным образом с помощью МЛЭ. Эта методика, отличающаяся дороговизной, к сожалению, вплоть до настоящего времени была практически единственной успешно применяемой для формирования таких структур. Наибольшие успехи получены при создании квантово-размерных систем на полупроводниковых соединениях $A^{III}B^V$ и на твердых растворах GeSi. При этом во всех случаях авторы, стремящиеся к созданию пространственно упорядоченных систем, обращают внимание на то, что реальные успехи связаны с использованием эффектов самоорганизации полупроводниковых наноструктур в гетеро-эпитаксиальных полупроводниковых системах. Таким образом реализованы идеальные гетероструктуры с КТ с высоким кристаллическим совершенством, высоким квантовым выходом излучательной рекомбинации и высокой однородностью по размерам ($\sim 10\%$).

Для исследования квантово-размерных структур применяется ряд методов: сканирующая туннельная микроскопия (СТМ) — scanning tunneling microscopy, STM; атомно-силовая микроскопия (АСМ) — atomic force microscopy, AFM; просвечивающая электронная микроскопия (ПЭМ) — transmission electron microscopy, TEM; сверхвысоковакуумная отражательная электронная микроскопия (СВВ ОЭМ) — reflection high energy electron diffraction, RHEED.

Одноэлектронными называются приборы, в которых контролируется перемещение одного электрона или малого их количества.

Эти устройства представляют особый интерес в связи с приближением технологии к пределу миниатюризации элементов классических интегральных микросхем. Одноэлектронные приборы обеспечивают дальнейшее увеличение быстродействия, снижение габаритов и энергопотребления электронной аппаратуры. В этих приборах перемещение электронов происходит посредством туннельного эффекта.

Наиболее изученным прибором, принадлежащим к типу одноэлектронных структур, в настоящее время является **одноэлектронный транзистор**, в котором переключение происходит под действием одного электрона, и запоминающие устройства, в которых носителем бита информации является один электрон.

Приступив к рассмотрению первого прибора – одноэлектронного транзистора – необходимо обратить внимание на физические основы его функционирования – эффект кулоновской блокады.

2.2 Теория одноэлектронного туннелирования

Кулоновская блокада туннелирования.

Кулоновской блокадой называется отсутствие тока через туннельный переход при наличии внешнего напряжения, если туннелированию электронов препятствует их кулоновское взаимодействие.

Рассмотрим туннельный переход «металл (M1)-диэлектрик (D)-металл (M2)» (рис.5). Пусть первоначально система не заряжена. Систему можно рассматривать как конденсатор с некоторой ёмкостью C . Если перенести электрон e с пластины M1 на M2, то конденсатор окажется заряжённым.

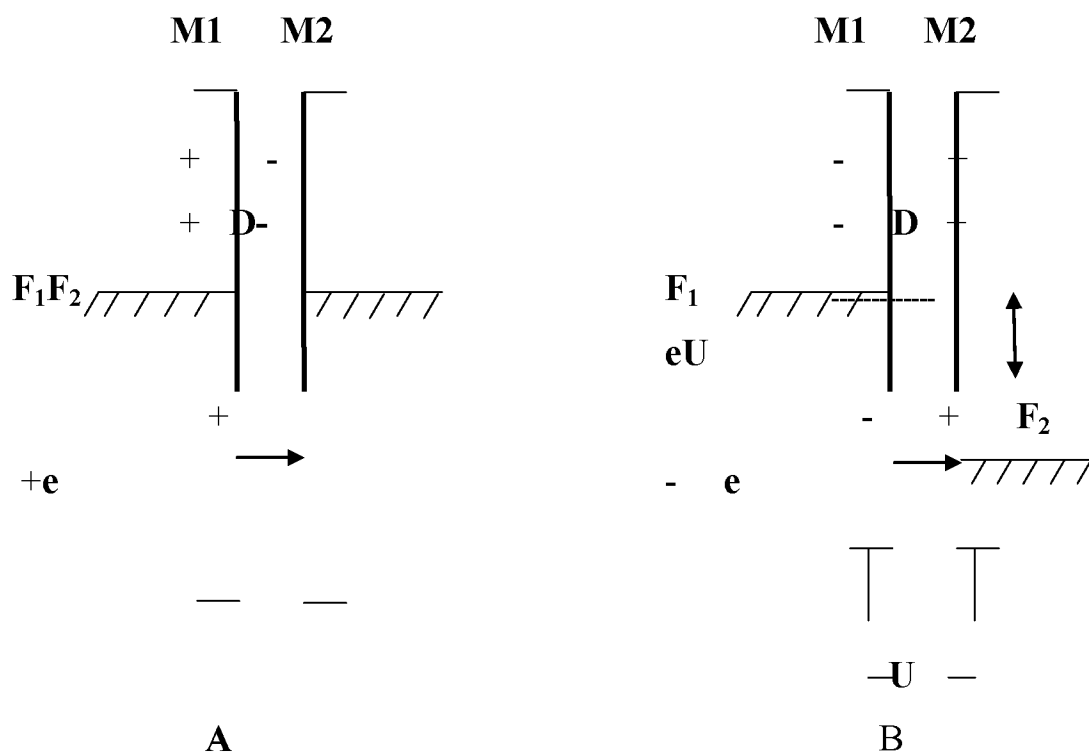


Рис. 5. Схема механизма кулоновской блокады при туннелировании электрона. Перенос заряда требует энергии E , так как происходит против сил взаимодействия с положительным зарядом, возникающим на пластине M1 (рис.5А). Эта энергия равна энергии заряжённого конденсатора:

$$\Delta E = e^2/2C$$

Величина E называется энергией одноэлектронной зарядки. Если приложить к пластинам напряжение U (как это показано на рис.5Б) и постепенно увеличивать его, то на пластинах станут накапливаться заряды, при этом до некоторого значения $U = U(k)$ туннельный ток через переход не возникает, так как работа сил поля источника напряжения при перемещении электрона с пластины M1 на пластину M2 по величине остаётся меньше

работы против кулоновских сил отталкивания, иными словами, протеканию туннельного тока препятствует кулоновская блокада.

Блокада будет «прорвана», когда напряжение U достигнет значения $U(k)$, определяемого соотношением:

$$e U(k) = e^2/2C, \text{ т.е. } U(k) = e/2C$$

Напряжение $U(k)$ называется напряжением кулоновской блокады. После прорыва блокады туннелирует один электрон, затем снова накапливается заряд на пластинах. Электроны туннелируют через переход по одному.

Наблюдение эффекта кулоновской блокады возможно в условиях, когда энергия теплового движения электронов недостаточна для преодоления блокады, т. $\Delta E \gg kT$, или

$$C \ll e^2/2 kT.$$

2.3 Кулоновская блокада в структурах с двумя туннельными переходами

В приборных структурах одноэлектроники используются также структуры с двумя туннельными переходами. На рис. показан конденсатор с двумя туннельными переходами. Металлическая гранула (остров) 1 помещена в диэлектрическую среду (заштрихована) между двумя соединёнными металлическими пластинами 2. Остров и пластины образуют две обкладки сложного конденсатора ёмкостью C . Так же, как и в предыдущем случае, перенос электрона с пластин на остров (или наоборот) требует энергии

$$\Delta E = e^2/2C.$$

На рис. приведена схема для наблюдения кулоновской блокады. Металлические пластины «Ис» и «Ст» называются «исток» и «сток»; «О» - металлический остров; заштрихованы туннельные барьеры (диэлектрик).

На рис. приведены энергетические диаграммы, поясняющие эффект кулоновской блокады. В состоянии равновесия, $U=0$, уровни Ферми истока, острова и стока (E_s, E_o, E_d соответственно) находятся на одной высоте; тока в

структуре нет. Символами E , E обозначены уровни Ферми острова при удалении с него электрона и добавлении электрона соответствен.

Рисунок иллюстрирует случай, когда между истоком и стоком приложено напряжение U , которое не может вызвать туннелирования, и ток в цепи равен нулю. Электроны начинают туннелировать с истока на остров, а затем с острова на сток при некотором критическом значении напряжения U (рис.6) В цепи появляется ток J , ток растёт при дальнейшем увеличении U .

Изучив эффект кулоновской блокады, целесообразно перейти к рассмотрению наиболее простой структуры одноэлектронного транзистора. При этом следует подчеркнуть, что такой транзистор похож на полупроводниковый полевой транзистор, имеет также три электрода, называемые истоком, стоком и затвором. Структура и схема включения транзистора показаны на рис.6

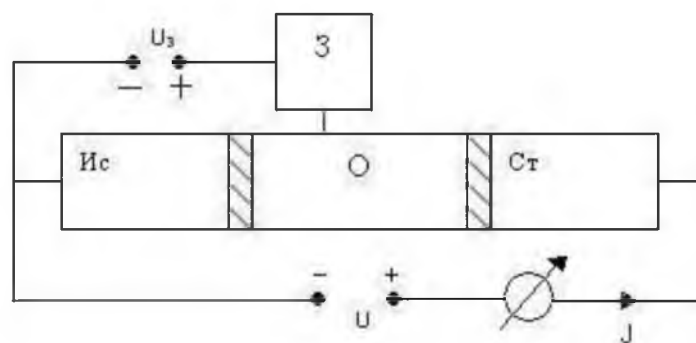


Рис.6

Проводящий канал транзистора (наноостровок, наночастица) отделен от стока и истока туннельными барьерами из тонких слоев изолятора. Чтобы транзистор мог работать при комнатной температуре, размеры острова не должны превышать 10 нм. Высота потенциального барьера приблизительно равна 0,17 эВ. Материалом для островка служит отдельный кластер аморфного кремния, поверхность которого оксидирована при низкой температуре для создания тонкого барьерного слоя. Если приложить напряжение между истоком и стоком транзистора, то ток протекать не будет, поскольку электроны вследствие кулоновской блокады находятся на наночастице. Для протекания тока необходимо увеличить потенциал на

управляющем электроде – затворе. Только когда потенциал на затворе станет больше некоторого порогового значения (см. выше), блокада прорывается, и электрон способен пройти через барьер – в цепи исток-сток начинает протекать туннельный ток. Таким образом, управляя потенциалом на затворе, можно пропускать через барьеры одиночные электроны. Количество электронов в наночастице должно быть не более 10. Это может быть достигнуто в квантовых структурах с размером порядка 10 нм.

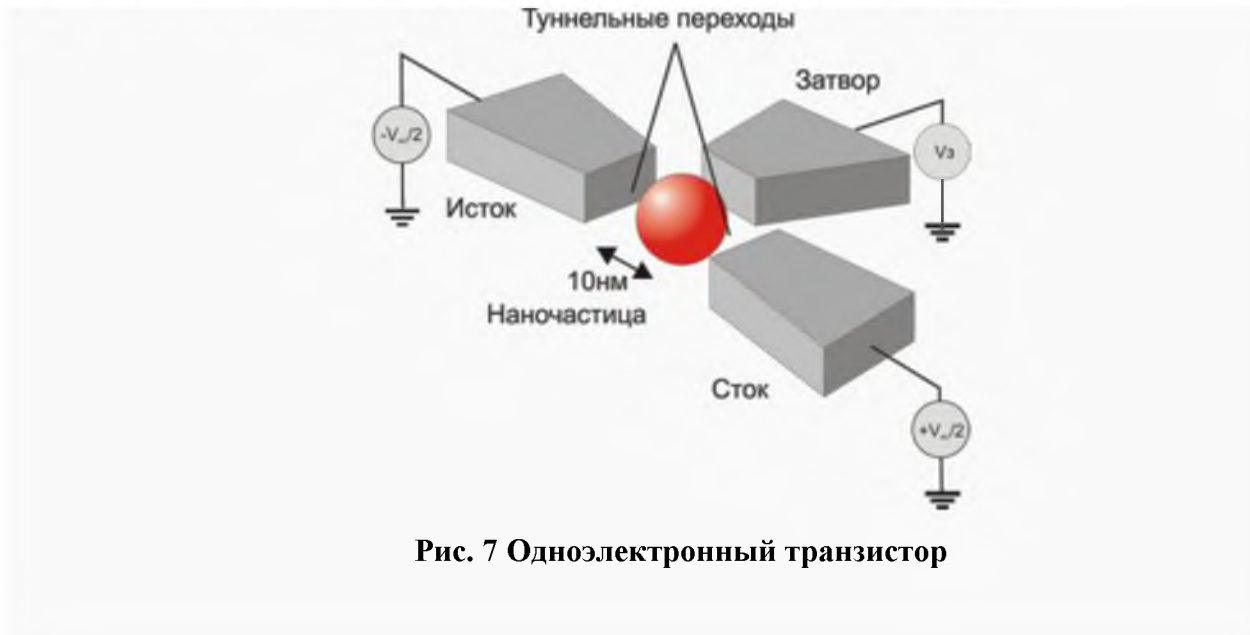


Рис. 7 Одноэлектронный транзистор

2.4 Квантовая физика нанoeлектроники

Свободный электрон, движущийся в трехмерной системе (3D), имеет кинетическую энергию, величина которой, в соответствии с пространственными компонентами его импульса p_x, p_y, p_z , составляет

$$E = \frac{1}{2m^*} (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2),$$

или, в волновом представлении,

$$E = \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2), \quad (2.1)$$

где m^* — эффективная масса электрона (в твердых телах она обычно меньше, чем масса покоя электрона m_0); \hbar — приведенная постоянная

Планка ($\hbar = h/2\pi$); k_x, k_y, k_z — пространственные компоненты волнового вектора. Плотность электронных состояний при этом является непрерывной функцией энергии:

$$n_{3D}(E) = \frac{m^* \sqrt{2m^* E}}{\pi^2 \hbar^3} \quad (2.2)$$

В низкоразмерной структуре свободное движение электрона ограничено по крайней мере в одном направлении. В данном направлении (пусть это будет направление вдоль оси x) потенциальная энергия электрона может быть представлена в виде бесконечно глубокой потенциальной ямы, как это показано на рис.8. Если ширина ямы вдоль оси x равна a , то в области $0 < x < a$ электрон имеет нулевую потенциальную энергию. Бесконечно высокий потенциальный барьер делает невозможным нахождение электрона за границами этой области.

Таким образом, волновая функция электрона должна обращаться в нуль на границах потенциальной ямы, т. е. при $x = 0$ и $x = a$. Такому условию отвечает лишь ограниченный набор волновых функций.

Это — стоячие волны с длиной λ , определяемой соотношением

$$\lambda_n = 2a / n (n = 1, 2, \dots). \quad (2.3)$$

Соответствующие разрешенные значения волнового вектора дискретны и равны

$$k_n = 2\pi / \lambda_n = n\pi / a \quad (2.4)$$

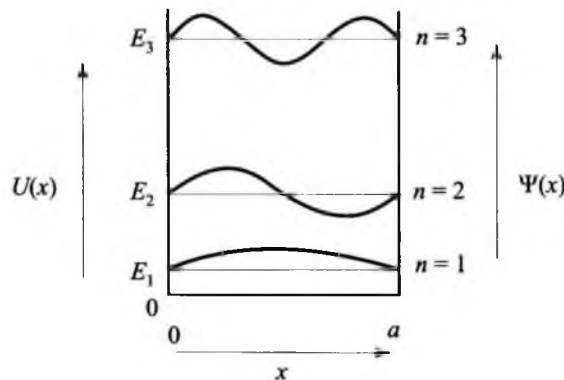


Рис.8. Потенциальная яма и волновые функции электронов в ней.

Как следствие, энергии разрешенных энергетических состояний электрона в яме тоже оказываются дискретными. Спектр этих состояний имеет вид

$$E_n = \frac{\hbar^2 k_n^2}{2m^*} = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2m^* a^2} \quad (2.5.)$$

Целое число n является квантовым числом, обозначающим квантовое состояние. Таким образом, электрон, помещенный в ограниченную область пространства, может занимать только дискретные энергетические уровни. Самое низкое состояние имеет энергию

$$E_1 = \frac{h^2 \pi^2}{2m^* a^2}, \quad (2.6)$$

которая всегда больше нуля. Ненулевая минимальная энергия отличает квантово-механическую систему от классической, для которой энергия частицы, находящейся на дне потенциальной ямы, тождественно равна нулю. Кроме того, разрешенные значения энергии для электрона оказываются квантованными и пропорциональны n^2 .

Для того чтобы удовлетворить принцип неопределенности $\Delta p \Delta x \geq h/2$ (в нашем случае $\Delta x = a$), неопределенность импульса электрона должна быть $\Delta p \geq h/2a$, что отвечает минимальному изменению энергии $\Delta E = (\Delta p)^2 / 2m^* = h^2 / 8m^* a^2$, которое (с точностью до множителя $\pi^2/4$) соответствует приведенному выше выражению для E_1 . Таким образом, принцип неопределенности также приводит нас к выводу о ненулевом значении минимальной энергии электрона в потенциальной яме.

Ограничение движения электронов (дырок) в низкоразмерной структуре, приводящее (вследствие их квантово-волновой природы) к ненулевому минимальному значению их энергии и к дискретности энергий разрешенных состояний, называют **квантовым ограничением**. В твердых телах квантовое ограничение может быть реализовано в трех пространственных направлениях. Количество направлений, в которых эффект квантового ограничения отсутствует, используется в качестве критерия для классификации элементарных низкоразмерных структур по трем группам: квантовые пленки, квантовые шнуры и квантовые точки.

Квантовые пленки представляют собой двумерные (2D) структуры, в которых квантовое ограничение действует только в одном направлении — перпендикулярно пленке (направление z на рис.9).

Носители заряда в таких структурах могут свободно двигаться в плоскости xu . Их энергия складывается из квантованных значений, определяемых эффектом квантового ограничения в направлении z (в соответствии с толщиной пленки l_z), и непрерывных составляющих в направлениях x и y :

$$E = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2m^* l_z^2} + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m^*} \quad (2.7)$$

В k -пространстве энергетическая диаграмма квантовой пленки представляет собой семейство параболических зон, которые, перекрываясь, образуют подзоны. Минимальная энергия электрона в n -й подзоне задается соотношением (2.5). Электрон с такой энергией неподвижен в плоскости пленки.

Зависимость плотности электронных состояний от энергии в квантовой пленке имеет ступенчатый вид (вместо параболической зависимости в трехмерных структурах):

$$m_{2D}(E) = \frac{m^*}{\pi \hbar^2 l_z} \sum_i \Theta(E - E_i), i = 1, 2, \dots, \quad (2.8)$$

где $\Theta(E - E_i)$ — ступенчатая функция.

Электроны в квантовых пленках обычно называют **двумерным электронным газом**.

Квантовые шнуры — это одномерные (1D) структуры. В отличие от квантовых пленок, они имеют не один, а два манометровых размера, в направлении которых и действует эффект квантового ограничения. Носители заряда могут свободно двигаться только в одном направлении — вдоль оси шнура. Таким образом, и вклад в энергию носителя заряда дают кинетическая составляющая вдоль одного направления и квантованные значения в двух других направлениях:

$$E = \frac{\hbar^2 \pi^2 n_1^2}{2m^* l_y^2} + \frac{\hbar^2 \pi^2 n_2^2}{2m^* l_z^2} + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*}, n_1 = 1, 2, \dots; n_2 = 1, 2, \dots \quad (2.9)$$

Для каждой пары дискретных уровней в направлениях квантового ограничения плотность электронных состояний в квантовом шнуре зависит от энергии по закону $E^{-1/2}$:

$$n_{1D}(E) = \frac{(2m^*)^{1/2}}{\pi \hbar l_y l_z} \sum_{i,j} (E - E_{i,j})^{-1/2}, i, j = 1, 2, \dots \quad (2.10)$$

Квантовые точки — это нуль-мерные (0D) структуры, в которых движение носителей заряда ограничено во всех трех направлениях. В каждом из этих направлений энергия электрона оказывается квантованной в соответствии с формулой (2.5), а плотность состояний представляет собой набор острых пиков, описываемых δ -функциями:

$$n_{0D}(E) = \frac{2}{l_x l_y l_z} \sum_{i,j,k} \delta(E - E_{i,j,k}), i, j, k = 1, 2, \dots \quad (2.11)$$

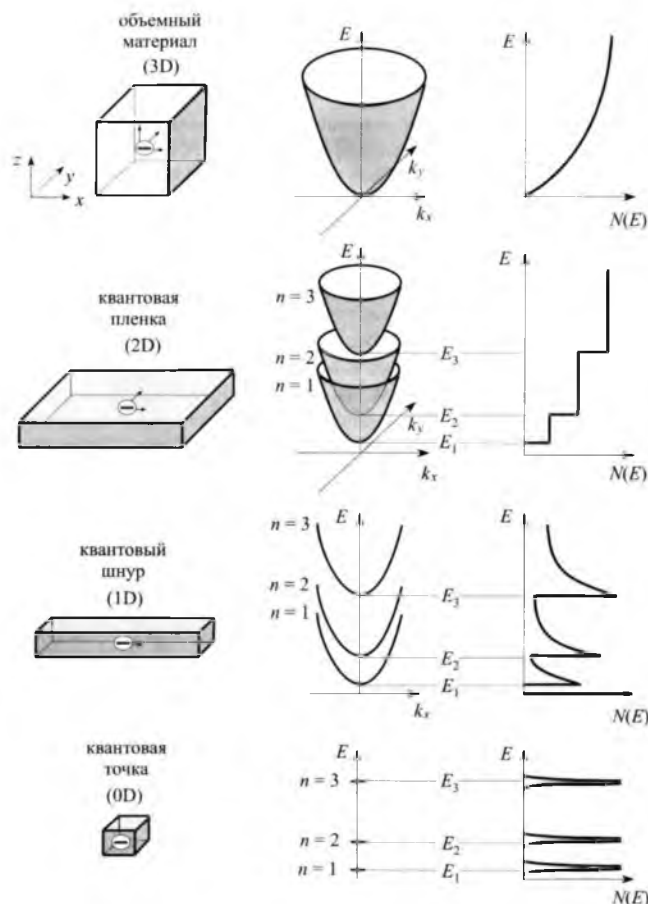


Рис. 9 Элементарные низкоразмерные структуры, их энергетические диаграммы и плотности состояний $N(E)$ в сравнении с трехмерной структурой

Из-за сходства энергетических характеристик атомов и квантовых точек последние иногда называют «искусственными атомами». Квантовые

точки состоят из сравнительно небольшого количества атомов. В этом отношении к ним близки атомные кластеры и нанокристаллиты (кристаллиты нанометровых размеров), где также имеет место эффект квантового ограничения.

Рассмотренные элементарные низкоразмерные структуры в определенном смысле являются идеализированными объектами. Очевидно, что низкоразмерные структуры, представляющие практический интерес, должны располагаться на какой-либо подложке и иметь контакт с другими структурами и функциональными элементами. Более того, приборные применения требуют комбинации нескольких элементарных структур. Но, несмотря на появление в сложных комбинированных структурах новых квантово-механических эффектов, определяющую роль в них продолжает играть квантовое ограничение.

2.5 Туннелирование носителей заряда

Туннелирование означает перенос частицы через область, ограниченную потенциальным барьером, высота которой больше полной энергии данной частицы. Такой эффект невозможен с точки зрения классической механики, однако имеет место для квантовых частиц, которым присущ корпускулярно-волновой дуализм.

Рассмотрим поведение частицы, встречающей на своем пути потенциальный барьер (10).

Согласно классической механике, частицы с энергией $E < U_0$, движущаяся слева направо, то есть приближающаяся к потенциальному барьеру, отразится от него и начнет двигаться в обратном направлении. Если же $E > U_0$, то частица продолжит движение в прежнем направлении.

Рассмотрение этого процесса с позиций квантовой механики дает иные результаты.

С точки зрения квантовой механики движение частицы в одномерном потенциальном поле $U(x)$ описывается уравнением Шредингера:

$$-\left(\frac{\hbar^2}{2m}\right) \left(\frac{d^2\psi(x)}{dx^2}\right) + U(x)\psi(x) = E\psi(x), \quad (2.11)$$

где m - масса частицы, $\psi(x)$ – ее волновая функция.

Если энергия квантовой частицы больше высоты потенциального барьера ($E > U_0$), то в областях I и III, где $U(x) = 0$, решение уравнения Шредингера для частицы с импульсом $k_1 = 2\pi/\lambda = p/\hbar = (1/\hbar)\sqrt{2mE}$ (волновое число) имеет вид суперпозиции двух волн:

$$\Psi_I(x) = A_1 \exp(ik_1x) + B_1 \exp(-ik_1x), \quad (2.12)$$

$$\Psi_{III}(x) = A_3 \exp(ik_1x), \quad (2.13)$$

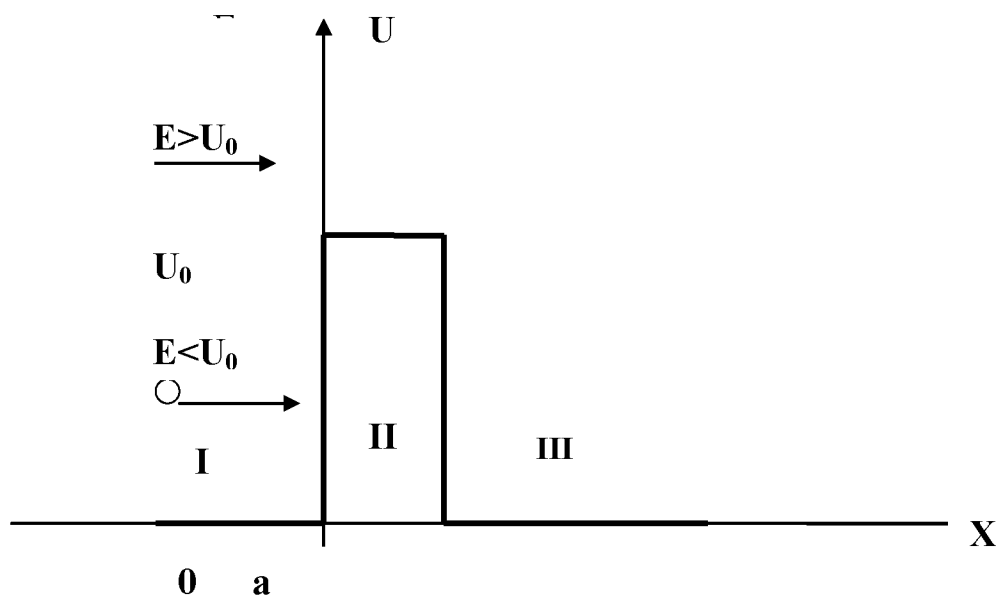


Рис. 10 Прохождение частицы через прямоугольный потенциальный барьер высотой U_0 .

где i – мнимая единица, A_1 , B_1 , A_3 – постоянные, определяющие соответственно амплитуды падающей, отраженной и прошедшей барьер волн.

Первый член в (2.12) соответствует падающей на барьер волне, движущейся вдоль x слева направо. Второй член описывает отраженную волну, движущуюся вдоль оси x в противоположном направлении.

Для области II (область потенциального барьера) решение уравнения Шредингера выглядит следующим образом:

$$\Psi_{II}(x) = A_2 \exp(ik_2x) + B_2 \exp(-ik_2x), \quad (2.14)$$

где $k_2 = (1/\hbar)\sqrt{2m(E - U_0)}$, A_2, B_2 – постоянные, определяющие амплитуды волн, движущихся в противоположных направлениях.

При $x \rightarrow \infty$ волновая функция прошедшей над потенциальным барьером частицы имеет асимптотический вид:

$$\Psi_{II}(x) = A_2 \exp(ik_2x), \quad (2.15)$$

Тогда отсутствует область III, и в барьере нет волны, движущей в обратном направлении ($B_2=0$).

На основании условий непрерывности волновой функции и ее первой производной в точке $x=0$

$$\Psi_I(0) = \Psi_{II}(0); \quad \Psi'_I(0) = \Psi'_{II}(0) \quad (2.16)$$

можно получить отношение $B_1/A_1 = (k_1 - k_2)/(k_1 + k_2)$.

Коэффициент отражения R частицы равен отношению интенсивности отраженной $I_{от}$ и падающей $I_{пад}$ волн, интенсивности

$$R = I_{от} / I_{пад} = |B_1|^2 / |A_1|^2 = ((k_1 - k_2)/(k_1 + k_2))^2. \quad (2.17)$$

Так как $k_1 \neq k_2$, то $R > 0$, а это значит, что даже в случае низкого барьера ($E > U_0$), когда по законам классической физики частица должна пройти над ним, имеется вероятность ее отражения.

Коэффициент прохождения D (коэффициент прозрачности), определяющий часть потока частиц, прошедшего сквозь потенциальный барьер, связан с коэффициентом отражения очевидным соотношением:

$$D = 1 - R. \quad (2.18)$$

Рассмотрим теперь случай когда квантовая частица взаимодействует с прямоугольным потенциальным барьером, высота которого больше ее энергии ($E < U_0$). Классическая частица не может пройти через такой барьер. Она будет отражаться в так называемых классических точках поворота. **Точка поворота** – это точка с координатой x , в которой кинетическая энергия частицы обращается в нуль, то есть ее полная энергия E равна $U(x)$.

Достигнув точки поворота, частица меняет направление своего движения и начинает двигаться в обратном направлении. Учитывая, как и

раньше, что выполняется условие непрерывности ψ – функции и ее производной на границах I, II, III и что теперь $k_2 = i k = (1/\hbar)\sqrt{2m(E - U_0)}$, а также полагая $B_2 = 0$ (отражением от второй границы барьера можно пренебречь при условии достаточно высокого и широкого потенциального барьера), получаем для коэффициента прозрачности в случае прямоугольного потенциального барьера:

$$D = |A_3|^2 / |A_1|^2 = 16k_1^2 k^2 / (k_1^2 + k^2)^2 \exp(-2ka) = D_0 \exp(-(2a/\hbar)\sqrt{2m(E - U_0)}), \quad (2.19)$$

Таким образом, для высокого ($E < U_0$) потенциального барьера коэффициент прозрачности $D > 0$, то есть имеется вероятность проникновения частицы сквозь такой барьер. Частица как бы просачивается («туннелирует») через область потенциального барьера, не изменяя свою энергию. Это явление называется туннельным эффектом.

Таким образом, для высокого ($E < U_0$) потенциального барьера коэффициент прозрачности $D > 0$, то есть имеется вероятность проникновения частицы сквозь такой барьер. Частица как бы просачивается («туннелирует») через область потенциального барьера, не изменяя свою энергию. Это явление называется туннельным эффектом.

3. Кремниевые нанотрубки на основе хризотил-асбеста

3.1 Природный материал: хризотил-асбест

Широкое применение наноматериалов в промышленном производстве требуют дальнейшего исследования различных свойств данных материалов. В частности, в наноэлектронных системах необходимо иметь нанотрубки со строго фиксированными величинами электрофизических параметров.

Изучение свойств и структуры нанотрубок, в частности природных хризотил-асбестовых нанотрубок, открывает возможности направлений практического применения, которые к настоящему времени обозначились только в виде лабораторных экспериментов. В частности показано, что применение таких материалов особенно эффективно для создания нанопроволок из различных материалов (металлы, полупроводники). Особенно привлекательно в этом направлении использование природных нанотрубок, поскольку при широком применении экономические факторы становятся доминирующими.

Хризотил-асбест имеет нестандартную кристаллическую структуру, состоящую из структурных слоев: волокнистый минерал группы серпентина (Рис.11.). Хризотил (<белый асбест>) - волокнистая разновидность водного силиката магния - серпентина, состав которого отвечает формуле $Mg_6[Si_2O_5](OH)_8$ или $3MgO \cdot 2SiO_2 \cdot 2H_2O$. В природном хризотил-асбесте содержатся примеси Fe_2O_3 , FeO , Al_2O_3 , Cr_2O_3 , NiO , MnO , CaO , Na_2O и H_2O . Он слагает жилки в темно-зеленых серпентинитах, обнаруживая обычно поперечно-волокнистую структуру. В плотном куске хризотил-асбест обладает зеленой или желтовато-зеленой окраской и перламутровым блеском, но после расщепления (фибризации) на отдельные волокна превращается в белую пухоподобную массу. Кристаллическая решетка слоев асбеста относится к моноклинной системе с параметрами: $a=5.30\text{Å}$, $b=9.1\text{Å}$, $\beta=93^\circ$. Ось a направлена вдоль каналов трубок. Упаковка самих трубок близка к гексагональной. Пористость хризотилового асбеста (процент пустот каналов к общему объему образца) составляет 2.7%.

Волокна хризотил-асбеста представляют собой чередующиеся цепочки Si-тетраэдров, Mg-октаэдров, вытянутых по оси волокон, и гидроксидных групп. Средние параметры хризотил-асбеста: наружный диаметр – 384Å, внутренний диаметр - 70Å, толщина стенки - 157Å, число двойных слоев 21Å.

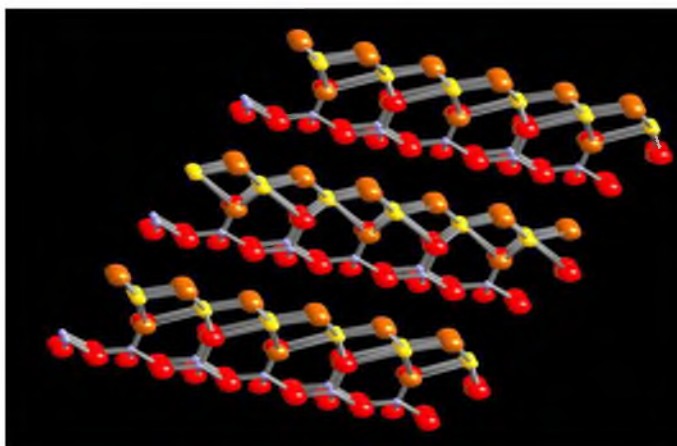


Рис.11. 1:1 слои в структуре серпентина: красным – кислород, серебристым – кремний, оранжевым - гидроксил (кислород с водородом, показаны одним атомом), желтым - магний

С точки зрения химии, кремний, подобно другим элементам IV группы, легко образует четыре ковалентные σ -связи в форме тетраэдра (sp^3 - гибридизация) и обычно кристаллизуется в алмазоподобную структуру. В отличие от углерода, который легко образует сильные π - связи через sp^2 - гибридизацию (формируя огромное множество органических молекул и углеродных материалов, например графит, фуллерены и нанотрубки), в кремниевых соединениях π - связи довольно слабы (≈ 25 ккал/моль в сравнении с ≈ 60 ккал/моль в углероде) и химически активны, поэтому известно лишь несколько стабильных молекул с двойной связью (π -связью) Si=Si. Подобное поведение, в свою очередь, дестабилизирует треугольную плоскую ориентацию, которая способствует кристаллизации кремния в двухмерную плоскую, трубчатую и ячеистую структуры. Такого рода агрегация особенно удивительна, если речь идет о кремнии, так как π -связи

(и соответствующая им sp^2 -гибридизация) обычно необходимы для образования стабильных двухмерных (как пластины графена), трубчатых или ячеистых (как фуллерены) структур. Фактически, если брать одномерные структуры, sp^3 - гибридизация благоприятствует образованию кремниевых нанопроволок, а не нанотрубок. Теоретические модели, включающие трубчатые структуры, построены на шестиугольниках кремния в sp^2 - (бензоловая структура) или в sp^3 - гибридации (Si-H с водородным окончанием или анионные Si^- (силидид) структуры).

Таким образом, хризотилковый асбест представляет собой трубчатую наноструктуру в виде кремниевых нанотрубок и нанопроволок.

3.2 Свойства хризотил-асбеста

В настоящее время ясно выделяются четыре главнейших геолого-промышленных типа месторождений асбеста:

1. Линзо- и трубообразные залежи и жилы с хризотилковой минерализацией в серпентинизированных альпинотипных и стратиформных ультрамафитах дунит-гарцбургитовой (Россия, Канада, Казахстан, КНР и др.) и габбро-пироксенит-перидотитовой (ЮАР, Зимбабве) формаций (на первые из них приходится 92-93 % мировых запасов асбестов и 90% добычи, на вторые - 2-3 % и 8 % соответственно).

2. Пластовые и жилообразные зоны серпентинизации с хризотилковой минерализацией в апокарбонатных магнезиальных породах - скарноидах (США, Россия, КНР).

3. Пластовые жилы с крокидолитом и амозитом в железо-кремнистых породах типа железистых кварцитов и яшм близ контактов с доломитами (ЮАР и др.), включающие до 1,5 % мировых запасов асбестов и около 1,5 % добычи.

4. Гнездо-, линзо- и штокообразные тела с антофиллит-асбестовой минерализацией в апоультрамафитах амфиболито-гнейсовых комплексов

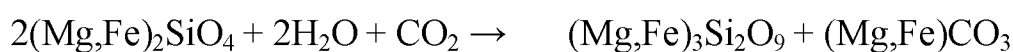
(Мозамбик, Индия, Казахстан, Россия и др.), на которые приходится 1,5% мировых запасов и 1,5% добычи асбестов.

Асбестоносные залежи баженовского подтипа представляют собой крупные (до 600 м) крутопадающие тела, вытянутые на значительные (до 4500 м) расстояния; они, как правило, характеризуются концентрически-зональным строением, обусловленным различными типами асбестоносности: просечек, мелкопрожила, мелкой и крупной сеток, простых и сложных отороченных жил.

Простые отороченные жилы находятся в слабо серпентинизированных ультрамафитах, окаймляясь с обеих сторон полосами плотного массивного серпентинита; мощность такой серпентинитовой оторочки в 4-6 раз превышает мощность самой жилы, достигая 5-10, а иногда и 20 см. Для простых отороченных жил характерен наиболее длинноволокнистый асбест (8-25 мм, реже 50-60 мм), а содержание волокна в породе составляет 0,5-2% (реже более).

Сложные отороченные жилы в отличие от простых состоят из серии параллельных прожилков в серпентинитовой массе, причем наиболее мощные из них располагаются по краям таких серий, а к центру их мощность постепенно уменьшается. Такой тип асбестоносности дает более высокий выход волокна из горной массы (от 2 до 10-15%), но содержит меньше длинноволокнистого (текстильного) хризотил-асбеста по сравнению с простыми отороченными жилами.

Процесс серпентинизации ультраосновных пород под действием кремнекислых либо углекислых гидротерм можно представить в следующем виде:



оливин вода углекислота серпентин брейнерит

Оливин вода кремнезем серпентин

При разложении оливина заключающееся в нем железо может частично связываться в виде свободных окислов, образуя цепочки мелких кристалликов магнетита в жилках хризотила. В случае медленного проникновения и циркуляции гидротермальных растворов образуется антигоритовый серпентинит, практически не содержащий хризотила; в условиях быстрого прохождения этих растворов по многочисленным тектоническим и контракционным трещинам в серпентините развивается хризотиловая минерализация.

В работе [1] исследовались тепловые и акустические свойства хризотил-асбеста, состоящего из полых трубчатых волокон $Mg_3Si_2O_5(OH)_4$. Диаметры трубок в исследованных образцах составляли: $\sim 300\text{\AA}$ и $\sim 50\text{\AA}$. Экспериментальные результаты для теплопроводности кристаллической решетки $\chi_{ph}(T)$ хризотилового асбеста представлены на рис. 12.

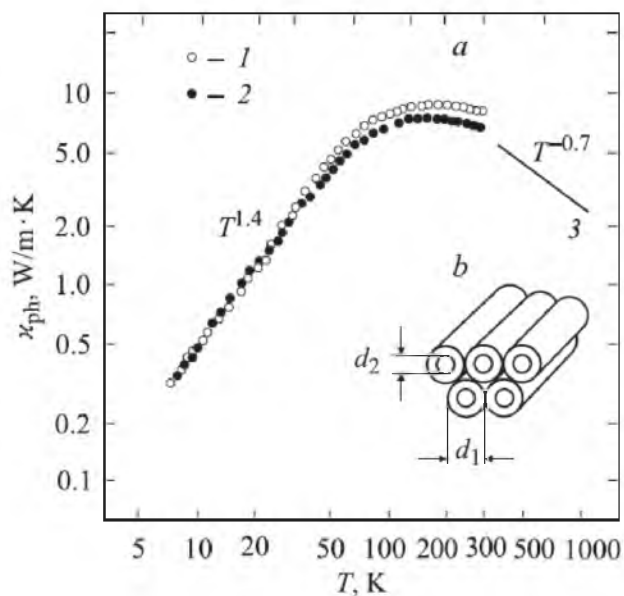


Рис.12. а – зависимость теплопроводности от температуры кристаллических образцов хризотилового асбеста из первой (1) и второй партий образцов и минерала форстерита (3) с нулевой пористостью, **б** – система плотноупакованных трубчатых волокон хризотилового асбеста.

Для сравнения на рисунке представлены также данные для $\chi_{ph}(T)$ форстерита – минерал из группы оливина – имеет химический состав $2MgOSiO_2$, близкий к составу хризотилового асбеста.

Был рассчитан модуль Юнга (70-80 ГПа, что на порядок ниже, чем для углеродных нанотрубок) для sp^3 -гибридизированных кремниевых нанотрубок с водородными окончаниями, которые, как ожидалось, должны были вести себя подобно полупроводникам с запрещенной зоной 2-3 эВ [2]. Сделав расчеты для sp^2 -гибридизированных кремниевых трубок, авторы работы [3] заключили, что запрещенная зона зависит от хиральности. (Хиральность – отсутствие симметрии при переходе от правой тройки базовых векторов к левой). Причем кресловидные трубки (armchairtubes)- металлические, а хиральные – полупроводники с узкой запрещенной зоной. В работе [4] было сделано предположение, что для тетраэдрических sp^3 -гибридизированных кремниевых нанотрубок также характерна нулевая энергетическая зона.

3.3 Фуллерены и углеродные нанотрубки

Значительный прогресс в получении и исследовании нанообъектов, возникновении новых наноматериалов привел к выделению таких понятий как нанокластер, наноструктура. Кроме того, в последнее время проводятся исследования, связанные с наноструктурами, среди которых следует выделить такие как фуллерены, нанотрубки, хиральные наноструктуры [1].

Кластеры углерода относятся к категории кластеров с сильной атомной связью. Атомы углерода формируют кластеры легче, чем какой-либо элемент периодической системы, что подтверждается, например, повсеместным образованием сажи в процессах горения. Известно, что звезды - красные гиганты испускают в межзвездное пространство огромное количество углерода и, вероятно, звездная пыль состоит из углеродных кластеров. Кластеры углерода в лабораторных условиях получают лазерным или дуговым испарением и разделяют по массам с помощью масс-спектрометра.

Получающий при этом масс-спектр носит бимодальный характер с числом атомов :

$n < 24$ – малые углеродные кластеры, и

$n > 24$ - фуллерены.

Фуллерены и углеродные нанотрубки являются уникальными углеродными нанообразованиями и перспективными материалами для разнообразных применений в нанoeлектронике.

Фуллерены – это изолированные молекулы новой модификации. Они представляют собой устойчивые многоатомные кластеры углерода с числом атомов от нескольких десятков и выше. Форма фуллеренов – полый сфероид, грани которого образуют пяти – шестиугольники. Наибольший интерес для экспериментальных исследований представляет фуллерен C_{60} , ввиду его наибольшей стабильности и высокой симметрии. Диаметр молекулы фуллерена C_{60} равен 0,7024 нм.

В 2004 году появился еще один принципиально новый класс наноматериалов – сверхтонкие углеродные пленки – **графены** (полые цилиндрические структуры – длиной до сотен микрометров и диаметром около нанометра.

Графен – слой атомов углерода, соединенных в шестигранную кристаллическую решетку и представляющих собой графеновую пленку толщиной всего в один атом углерода, который получил название углеродных нанотрубок(УНТ). УНТ образуются в результате химических превращений углерода при высоких температурах. Графен привлекает большое внимание благодаря надеждам на новые физические явления, появлению новых функциональных возможностей и новых конструктивных решений при создании приборов на его основе. При переходе к реальному применению графена оказалось, что во многих случаях приборные структуры на основе мультиграфена толщиной несколько нанометров имеют даже более интересные свойства, чем собственно графен [2].

Нанотрубки могут быть однослойными и многослойными. Однослойные листы атомов графита, уложенные регулярным образом в шестиугольники, имеют определенную симметрию их расположения, которые скручиваются в трубки, образуя различный угол скручивания. Углеродные нанотрубки могут в связи с этим проявлять металлическую и полупроводниковую проводимость. Отсюда вытекают свойства однослойных нанотрубок, которые могут обладать металлической проводимостью и полупроводниковыми свойствами. Полупроводниковое поведение нанокристаллического углерода исследовано в работе [3]. Показано, что нанокристаллический углерод содержит структурную компоненту, проводимость которого резко увеличивается при нагреве и приводит к полупроводниковому поведению композита.

Уникальные свойства нанотрубок позволяют использовать их как основные элементы наноустройств в электронных и световых устройствах, такие как диоды, полевые транзисторы, холодные катоды и дисплеи.

Взаимная ориентация гексагональной сетки графита и продольной оси нанотрубки определяет очень важную структурную характеристику нанотрубки, которая получила название хиральности. **Хиральность – вектор свертывания**, характеризуется двумя целыми числами (m, n) , которые указывают местонахождение того шестиугольника сетки, который в результате свертывания должен совпасть с шестиугольником, находящимся в начале координат. Вектор хиральности определяется как

$$\mathbf{C} = n \mathbf{a}_1 + m \mathbf{a}_2, \quad (3.1)$$

где n и m – действительные числа,

$\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2$ – единичные векторы в графитовой плоскости.

Сказанное иллюстрирует рисунок 3, где показана часть гексагональной графитовой сетки, свертывание которой в цилиндр приводит к образованию однослойных нанотрубок с различной хиральностью.

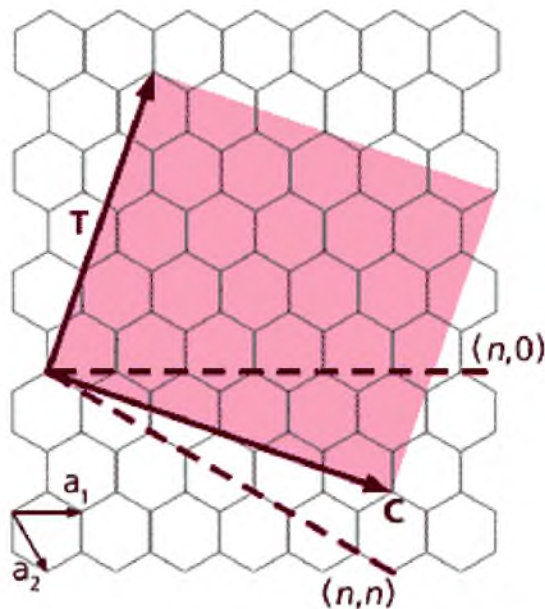
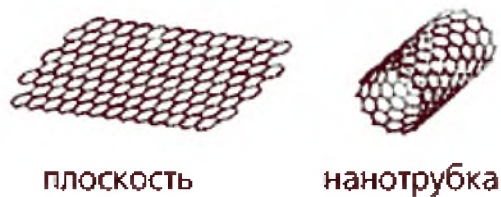


Рис.13 - Диаметр трубки и угол свёртывания характеризуются вектором свёртывания $C = n a_1 + m a_2 \equiv (n, m)$.

Хиральность нанотрубки может быть также однозначно определена углом α , образованным направлением сворачивания нанотрубки и направлением, в котором соседние шестиугольники имеют общую сторону. Имеется очень много вариантов свертывания нанотрубок, но среди них выделяются те, в результате реализации которых не происходит искажения структуры гексагональной сетки. Этим направлениям отвечают углы $\alpha = 0^\circ$ (конфигурация кресло) и $\alpha = 30^\circ$ (конфигурация зигзаг), что соответствует хиральности (m, n) и $(2n, n)$. Все остальные нанотрубки с $n \neq m$ имеют хиральные углы в интервале между 0° и 30° . Структуру таких нанотрубок называют хиральной. Проведенные расчеты показали, что нанотрубки с подобной структурой должны обладать металлическим типом проводимости, а также иметь повышенную стабильность и устойчивость по сравнению с

трубками других хиральностей. Многослойные нанотрубки углерода отличаются от однослойных более широким разнообразием форм и конфигураций. Русская матрешка представляет собой коаксиально вложенные друг в друга однослойные цилиндрические нанотрубки. Структура напоминает скатанный рулон или свиток. Для всех рассмотренных структур среднее расстояние между соседними слоями, как и в графите, равно 0,34 нм. По мере увеличения числа слоев все в большей степени проявляются отклонения от идеальной цилиндрической формы. В некоторых случаях внешняя оболочка приобретает форму многогранника. Иногда поверхностный слой представляет собой структуру с неупорядоченным расположением атомов углерода. В других случаях на идеальной гексагональной сетке внешнего слоя нанотрубки образуются дефекты в виде пятиугольников и семиугольников, приводящие к нарушению цилиндрической формы. Наличие пятиугольника вызывает выпуклый, а семиугольника - вогнутый изгиб цилиндрической поверхности нанотрубки. Подобные дефекты ведут к появлению изогнутых и спиралевидных нанотрубок, которые в процессе роста извиваются, скручиваются между собой, образуя петли и другие сложные по форме протяженные структуры.

3.4 Нанотрубки: хризотил-асбест

Горную породу, содержащую асбест, добывают открытым способом и подвергают обогащению на асбестовых фабриках для выделения хризотил-асбеста. Товарный хризотил-асбест состоит из смеси волокон различной длины и их агрегатов (рис. 14.).

Агрегаты асбеста с недеформированными волокнами размером в поперечнике более 2 мм называют «кусковым асбестом», а менее 2 мм – «иголками». «Распушенным» называют асбест, в котором волокна тонки, деформированы и перепутаны. Частицы сопутствующей породы и асбестовое волокно, прошедшее через сито с размерами стороны ячейки в свету 0.25 мм,

называют «пылью». Асбест хризотиловый в зависимости от длины волокон подразделяется на восемь сортов [5].



Рис.14. - Фотография породы и волокна, отделенного с нее

На Джетыгаринском месторождении добываются следующие виды асбеста:

1. Крупносетчатый тип асбестоносности в белесо-зеленом апоргарцбургитовом лизардит-хризотиловом серпентините (рис.4.1);

2. Мелкосетчатый тип асбестоносности в темно-зеленом апоргарцбургитовом серпентините с хромшпинелидами и магнетитом (рис.15)

3. Серия тонких субпараллельных прерывистых жилок асбеста в хризотил-лизардитовом серпентините (рис.16).

Асбестовые нанотрубки являются природным материалом, продуктом образования горных пород и обладают уникальными механическими свойствами (огромная энергия на разрыв вдоль волокна 400 кг/мм^2), что нашло применение в строительстве, химической стойкостью, малой теплопроводностью и способностью адсорбировать различные вещества.



Рис. 15 - Крупносетчатый тип асбестовосности в белесо-зеленомапоргарцбургитовом лизардит-хризотиловом серпентините



Рис. 16 - Мелкосетчатый тип асбестовосности в темно-зеленом апогарцбургитовом серпентините с хромшпинелидами и магнетитом



Рис. 17 Серия тонких субпараллельных прерывистых жилок асбеста в хризотил-лизардитовом серпентините

Асбестовые нанотрубки в отличие от углеродных жестче и не изгибаются при попытках препарировать их, лежат в природном материале с четким преимущественным направлением, образуются в результате образования двух решеток MgO и SiO_2 . Вследствие различия упругих констант слойка скручивается в трубку определенного диаметра и никаких дефектов в полученной трубке не образуется, имеются типы конус в конусе, цилиндр в цилиндре и трубка с полостью и заполненная аморфным веществом (смесь MgO и SiO_2).

Трубчатые нанообъекты имеют чисто поверхностную структуру, что позволяет рассматривать их как наиболее подходящий объект для физической сорбции. Благодаря развитой поверхности (удельная поверхность $\sim 20 \text{ м}^2/\text{г}$) и ориентированной упаковке трубок с гидрофильными свойствами хризотил обладает высокой сорбционной способностью. Отличием нанотрубок от других сорбирующих веществ является механизм сорбции. В работах по углеродным нанотрубкам особо отмечено, что при захвате сорбируемого вещества в полость трубки происходит трансформация трубки

и затягивание поглощенного вещества в канал, с одновременным сохранением способности к сорбированию в межтрубном пространстве жгута. При этом отмечается, что для сорбируемого вещества попадание в канал или межтрубное пространство является энергетически выгодным, то есть вещество после сорбирования находится в стабильном состоянии, что вызывает интерес для решения проблемы хранения водорода. Таким образом следует различать 2 типа сорбции для нанотрубок: захват в канале трубки и сорбирование в межтрубном пространстве. Для предельной оценки сорбционной емкости газа нанотрубками приводится формула:

$$\eta_r = \frac{\rho_r}{\rho_r + \rho_c}$$

ρ_r -массовая плотность газа, ρ_c -массовая плотность нанотрубки, η_r -содержание в масс. %

Поскольку хризотил снаружи и внутри имеет различные по электростатическим свойствам поверхности (насыщенные Mg и Si слои с разных сторон), то следует ожидать некоторой селективности в сорбции. Селективности также можно добиваться модификацией поверхности полимерными компаундами, регулируя гидрофильно-гидрофобные свойства. В работе, посвященной поиску наиболее эффективного сорбента для сигарет приводятся следующие данные о сорбентах:

Таблица 1 - Свойства сорбентов

Сорбент	Размер пор (нм)	Уд. поверхность $S_{\text{ВЕТ}}$ ($\text{м}^2/\text{г}$)
Цеолит NaY	0,4	766
Углеродные нанотрубки	3,0-7,0	904
Активированный уголь	3-40	151

Таблица 2 - Сравнение сорбционных характеристик О-УНТ, цеолита и активированного угля

Сорбент	M_0 (мг/сигарета)	$M_{\text{никотина}}$ (мг/сигарета)	$\eta_{\text{никотина}}$ (%)	$M_{\text{смолы}}$ (мг/сигарета)	$\eta_{\text{смолы}}$ (%)
Без сорбента	0	1.1		16.0	
Цеолит <i>NaY</i>	50.5	1.01	8.2	9.4	41.3
Активирован- ный уголь	50.5	0.72	34.5	6.3	60.6
Углеродные нанотрубки	50.5	0.54	50.9	3.0	81.3

M_0 – масса сорбента в одной сигарете, $M_{\text{никотина}}$ и $M_{\text{смолы}}$ – масса никотина и смолы в табачном дыме после сорбента, $\eta_{\text{никотина}}$ и $\eta_{\text{смолы}}$ – эффективность удаления никотина и смолы сорбентом для одной сигареты. Преимущество углеродных нанотрубок по физической сорбции очевидно, благодаря их высокой удельной поверхности перед другими сорбентами, но не только это выделяет их перед другими сорбентами. Деформация и изменение формы трубки демонстрирует, что сам механизм сорбции значительно отличается от механизма для других веществ. Учитывая этот факт, применение сорбентов на природном хризотиле значительно более дешевом, чем УНТ, может стать основой для решения экологических проблем связанных с заражением воды и воздуха, засолением почв. Химической модификацией материала можно добиться избирательного захвата заданных веществ.

Изучение хризотила именно с позиции нанообъекта может помочь в использовании этого уникального материала в новом качестве, а также дополнить знания в классе природных неорганических нанотрубок. Заполнение нанотрубок различными веществами представляет большой интерес для практического применения. Возможность заполнения

нанотрубок газом открывает перспективу создания эффективных устройств для сорбции и хранения газообразных веществ. Жидкости втягиваются в полость нанотрубки за счет капиллярного эффекта, если их поверхностное натяжение не превышает некоторого критического значения, зависящего от диаметра трубки. На воздухе в нанотрубки могут втягиваться расплавленные свинец и висмут. При этом диаметр образующегося свинцового провода может составлять 1,5 нм.

Добываемые на Житикаринском месторождении минералы, содержащие включения хризотил-асбеста, после обогащения могут быть использованы в различных направлениях широкомасштабной хозяйственной деятельности с учетом повышенной сорбционной способности нанотрубчатых образований этого материала.

С целью выхода на практические результаты применения добываемого на вашем комбинате хризотил-асбеста актуальным является поиск альтернативных разработок использования природного хризотилового волокна»

При этом в дальнейшем предусматривается развитие следующих направлений:

- Очистка водоемов, систем водоснабжения, стоков промышленных и сельскохозяйственных предприятий с применением нанотрубчатых асбестовых фильтров, использование которых экономически оправданно в условиях широкомасштабного применения.
- Очистка добываемой нефти от присутствия загрязняющих атомов серы также может быть выделена в качестве специальной самостоятельной задачи.
- Вторичное использование насыщенных примесями фильтров после широкомасштабной очистки водных и других жидкостных сред может быть реализовано при производстве бетонных конструкций повышенной прочности.

- Известно, что нанотрубчатые материалы, каким является хризотил-асбест, обладают экстремальной сорбционной способностью, что привлекает внимание разработчиков, прежде всего в области создания фильтров разного назначения. В этой связи большое внимание привлекает возможность создания и широкого применения дешевых фильтров для очистки жидкостных и газовых сред, прежде всего для нужд городского коммунального хозяйства, очистки промышленных стоков и атмосферных выбросов, возможностей введения в сельскохозяйственный оборот почв с большой степенью засоленности.

- Развитие работ по широкому изучению свойств и структуры нанотрубок, в частности природных **хризотиловых нанотрубок** открывает возможности направлений практического применения, которые к настоящему времени обозначились только в виде лабораторных экспериментов.

Заключение

Нанотехнологии сулят человечеству не больше и не меньше как контроль над строением и построением материи. В отличие от прежних электронных приборов, которые позволяли лишь наблюдать микромир, новейшие приборы дают возможность измерять этот мир, строить в нем, как из кирпичиков, молекулы с любыми свойствами. Сейчас активно развиваются нанотехнологические методы, позволяющие создавать активные элементы (транзисторы, диоды) размером с молекулу и формировать из них многослойные трехмерные схемы. С физической точки зрения эта методика подвластна квантовым законам. И с этой точки зрения нанотехнология является квантовой.

- Известно, что нанотрубчатые материалы обладают экстремальной сорбционной способностью, что привлекает внимание разработчиков, прежде всего в области создания фильтров разного назначения. В этой связи большое внимание привлекает возможность создания и широкого применения дешевых фильтров для очистки жидкостных и тазовых сред, прежде всего для нужд городского коммунального хозяйства, очистки промышленных стоков и атмосферных выбросов, возможностей введения в сельскохозяйственный оборот почв с большой степенью засоленности.

- В отдельных случаях такие фильтры могут решать задачи мобильного сверхчувствительного мониторинга загрязненности жидкостных и газовых сред, что актуально для решения задач оборонного и антитеррористического характера.

- Развитие работ по широкому изучению свойств и структуре нанотрубок, в частности природных хризотиловых нанотрубок открывает возможности направлений практического применения, которые к настоящему времени обозначились только в виде лабораторных экспериментов. В частности показано, что применение таких материалов

особенно эффективно для создания нанопроволок из различных материалов (металлы, полупроводники). Особенно привлекательно в этом направлении использование природных нанотрубок, поскольку при широком применении экономические факторы становятся доминирующими.

- Дальнейшее развитие работ по использованию сорбционных свойств природного хризотилового волокна, специально подготовленного, может стать особенно перспективным для нефтяной промышленности Казахстана для очистки добываемой нефти от сопутствующих загрязнений, в особенности серы.

Цитируемая и используемая литература

1. Н.Р. Садыков, Н.А. Скоркин, Е.А. Ахлюстина. Воздействие на массив слабовзаимодействующих углеродных нанотрубок электромагнитного излучения при наличии импульсов наносекундной длительности. ФТП, 47 (9), 1258-1263 (2013).
2. С.К. Брантов. Полупроводниковое поведение нанокристаллического углерода. ФТП, 48 (5), 667-670 (2014).
3. Ю.Т. Кумзеров, Л.С. Парфеньева, И.А., И.А. Смирнов, А.И. Кривченко, Г.А. Звягина, В.Д. Филь, Х. Мисиорек, Я. Муха, А. Ежовский . ФТТ, 2005, т.47, вып.2. С.357-360.
4. Fagan S., Baierle R.J., Mota R. et al. // Phys.Rev.B- Solid State. 2000. V.61. P.9994-9996.
5. Seifert G., Köhler Th., Urbassek H.M. et al. // Phys.Rev.B- Solid State. 2001. V.63 N19. Art.193409.
6. Bai J., Zeng X. C., Tanaka H., Zeng J.Y. // Proc.Nat.Acad. Sci.USA. 2004. V.101. N 9. P.2664-2668.
7. P. McKeeown. Nanotechnology: Step into the Future \ Нанотехнологии: Шаг в Будущее. – М.: «Вильямс», 1999. С. 27.

Джаманбалин К.К.

Учебно-методическое пособие

Перспективы кремниевой наноэлектроники

Подписано в печать 25.09. 2015 г.
Формат 60x84 1/16. Печать офсетная.
Объем 4,0 п.л. Тираж 300 экз.

Отдел оперативной печати
Костанайского социально-технического университета
г. Костанай, ул. Герцена, 27