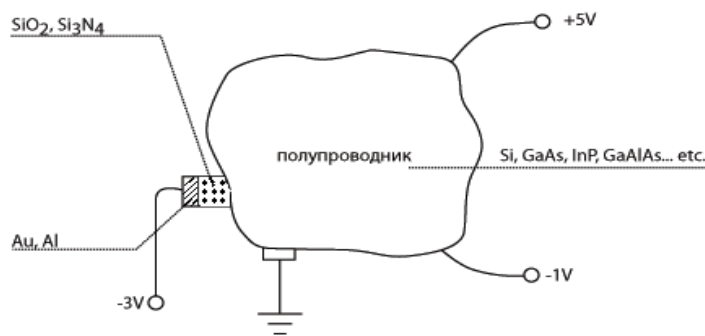


Глава 1. Изготовление п/п приборов.

§1.1. Технология изготовления твердотельных приборов.

Имеется некий образец полупроводника (далее - п/п) (примеры: Si (кремний), GaAs (арсенид галлия), InP (фосфит индия)), имеющий произвольная форму. К нему подведены металлические контакты, какие-то заземлены, какие-то могут быть (м.б.) изолированы. На контакты поданы различные напряжения.

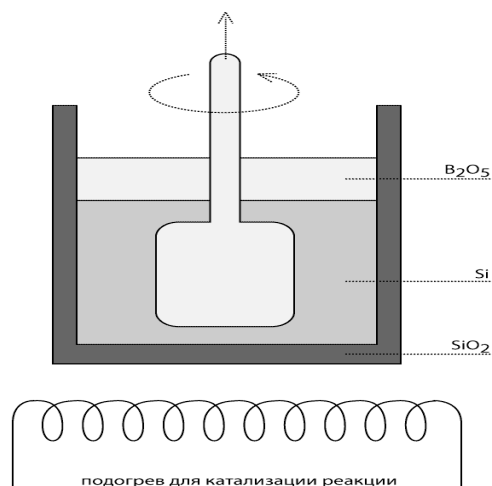


Общая задача: необходимо получить зависимость $I(t)$, если знаем $V(t)$, с учётом того, что знаем все параметры куска п/п (состав, процесс изготовления и т.д.).

1.1.1. Получение полупроводниковых сред.

Для решения задачи, сформулированной выше, надо знать, как изготовлен прибор, и по какому принципу он работает. Для этого надо в первую очередь знать, как сделан п/п кристалл, на котором строятся приборы.

Метод Чохральского:



Над расплавом – вещество, предохраняющее п/п от контакта с воздухом (B_2O_5). Есть шток, вращается и движется в вертикальной плоскости (вверх-вниз), касаясь расплава п/п (Si). Если на кончик этого штока поместить песчинку (ещё лучше – кусок кремния), то постепенно на штоке начинает нарастать кристалл. Для этого соответственно надо верно задать температуру, скорость вращения и подъёма и др. параметры.

Так из расплава «вытягивается» слиток цилиндрической формы, около 300 мм в диаметре; делается срез перпендикулярной оси слитка плоскостью – получаем п/п подложку.

Толщина получившейся заготовки ~ 0.5 мм. Качество невысокое, т.к. существуют протяжённые дефекты, смещения атомов и прочее, но в целом этот материал является кристаллом – обладает упорядоченной кристаллической решёткой.

Definition (далее – Def.):. Кристаллическая решётка – такая упорядоченная структура атомов, которая при транспонировании (т.е. смещении на постоянную кристаллической решётки) переходит сама в себя.

Метод Ч. предназначен для того, чтобы получить кристаллическую подложку, на поверхности которой будут формироваться слои более высококачественного материала, являющегося рабочим телом, по которому уже будет протекать ток (либо же ток будет течь в приповерхностном слое подложки, но НЕ в ней).

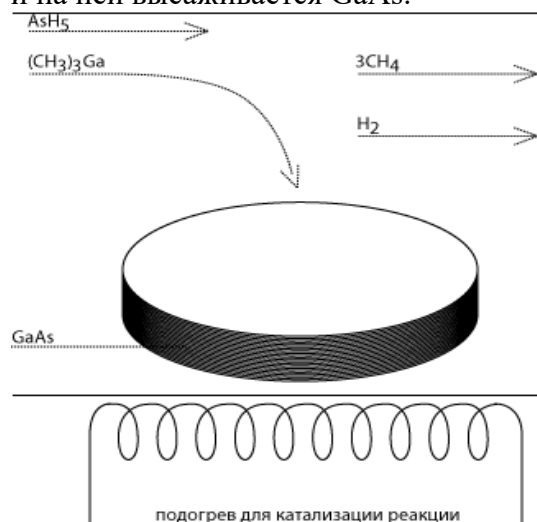
1.1.2. Получение п/п слоёв с заданными характеристиками – эпитаксия.

Виды	Жидкофазная	Газофазная	Молекулярно – лучевая эпитаксия
Толщины слоёв	1-1000 мкм	0.05 – 10 мкм	1 а.с. – 1 мкм
Толщины перех. Границ	~0.1 мкм	~0.1 мкм	1 а.с.
Скорость роста	0.1 мкм/с	0.01 мкм/с	1 а.с./с
Характеристика	Неудобна, большая скорость роста	основной промышленный метод	лабораторный метод, выходит на уровень научный

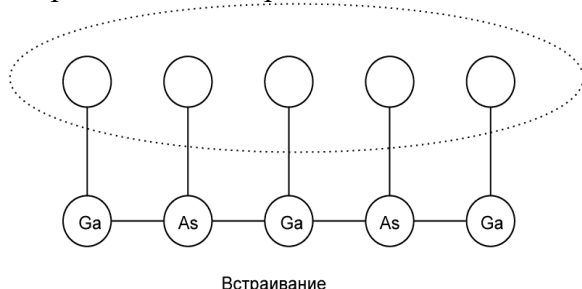
а) Газофазная эпитаксия

(схема металлоорганической эпитаксии)

В кварцевой трубе размещена подложка, которая нагревается обычным излучением. Слева в трубу поступают газы высокой степени очистки под заданным давлением – AsH_5 и $(CH_3)_3Ga$. Поскольку подложка разогрета, то вблизи её поверхности происходит реакция и на ней высаживается GaAs.



Метилловое основание дополняется водородом и улетает. Если здесь было бы любое другое соединение (стекло, например) они бы тоже осаждались, но это было бы аморфное вещество. Но т.к. основание – кристаллическое, то каждый атом, который на него падает, встраивается в оборванные связи.



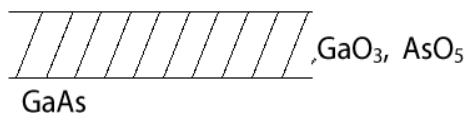
Т.е. когда атомы GaAs падают на поверхность, они встраиваются в кристаллическую решётку и кристалл продолжает сам себя, т.е. растёт. Отсюда и термин – *рост кристалла*.

Замечания (!!!):

1. Принципиально, чтобы поверхность кристалла была чистая без примесей из атмосферы, без органики, которая может появиться, когда мы вытаскиваем подложку из расплава (см. метод Ч.), иначе нарастание нового слоя не будет происходить – любая органика/неорганика будет мешать встраиванию атомов в кристаллическую решётку.
2. Умение очистить поверхность подложки - есть *принципиальное* условие качества получаемых структур.

(Пример:

Очистка поверхности

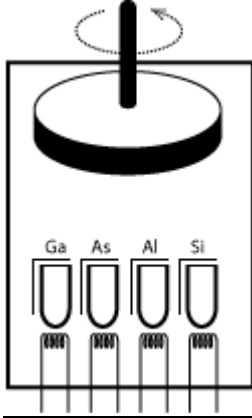


Поверхностный слой подложки вместе с грязью можно превратить в оксид $\text{Ga}_2\text{O}_3, \text{As}_2\text{O}_5$ – он очень летучий и при помещении в трубу + нагрев – отщепляется и улетучивается -> поверхность очищается).

б) Жидкофазная эпитаксия

Тот же принцип, что и в газовой эпитаксии, только вместо газа используется жидкость. Проблема первых двух случаев: (см. таблицу) – толщины слоёв и переходных границ недостаточно малы – больше длины волны электрона $\lambda_e = 3...20 \text{ нм}$. В этом случае нет никаких квантовых эффектов, и с некоторой степенью приближения мы можем говорить об электронах как о шариках. Но мы не можем воспользоваться преимуществом квантовых эффектов (например, работа транзистора основана на этом). Тонкие слои нам нужны, чтобы точно *регулировать скорость и направление электронов*.

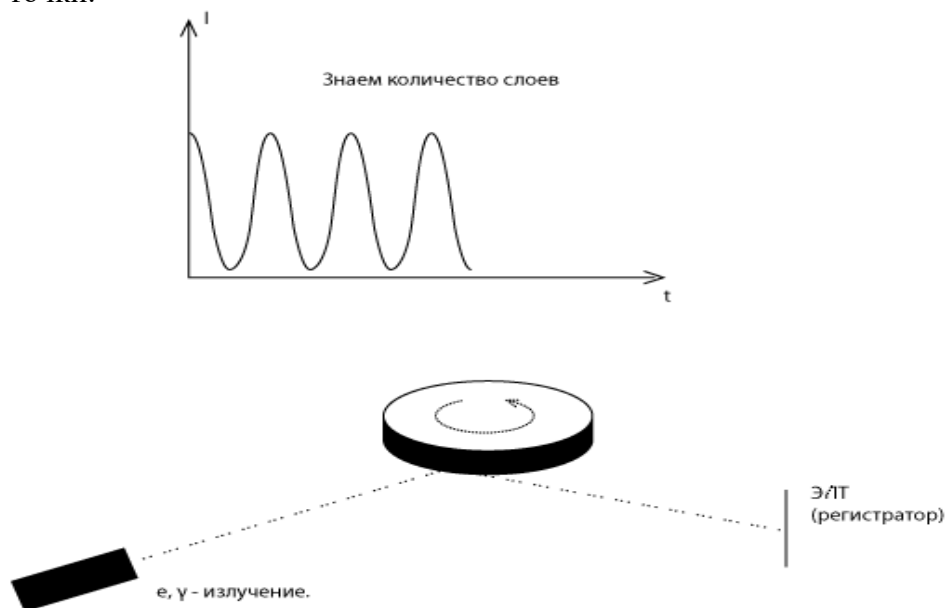
в) Молекулярно Лучевая Эпитаксия



Тех процесс.: Заслонки можно открывать/закрывать, регулируя поток вещества на подложку (можем переключать моментально). Подложка расположена вверху камеры, она вращается и (так же как и в предыдущих случаях) нагревается (отдельная задача – как равномерно разогреть материал до заданной температуры и как добиться вакуума в камере (до 10^{-6} Па)). На поверхности подложки начинает расти слой материала заданной толщины и хим. состава, причём граница раздела от одного слоя к другому может быть достигнута ~ 1 а. с

Дифракция электронов на упорядоченной структуре (малоугловая дифракция):

В результате дифракции на поверхности регистрирующего экрана будут наблюдаться точки.

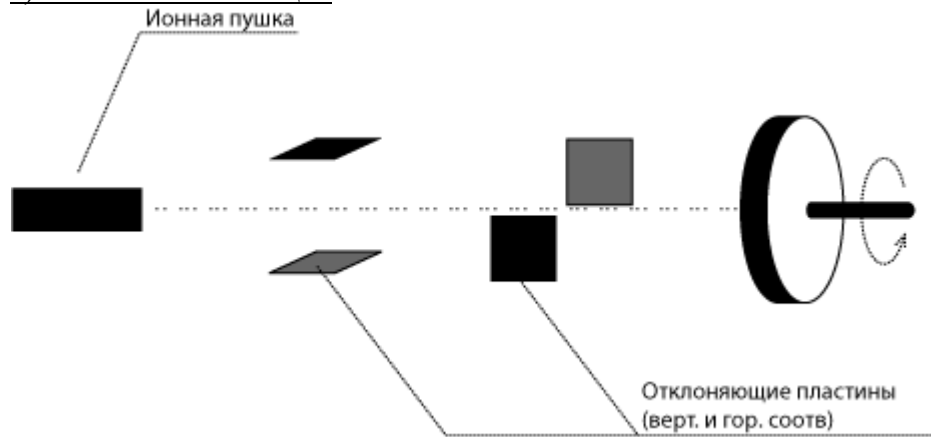


Важны две вещи:

- по расположению этих точек можно определить кристаллическую структуру вещества (упорядоченность атомов);

- если картинка более бледная – значит происходит рассеяние электронов на буграх – поверхность образца неровная (целый монослой или нет). Соответственно если поставить камеру и интерпретировать сигнал, получим картину (см. рисунок) где пики на графике – целый выросший монослой, впадины – неровности, нецелый слой. Таким образом, можем провести калибровочный эксперимент и узнать *скорость роста слоёв*, измеряя интенсивность дифракционной картины и её изменение от времени.

г) Ионная имплантация



«Плюсы» данного метода по сравнению с предыдущими:

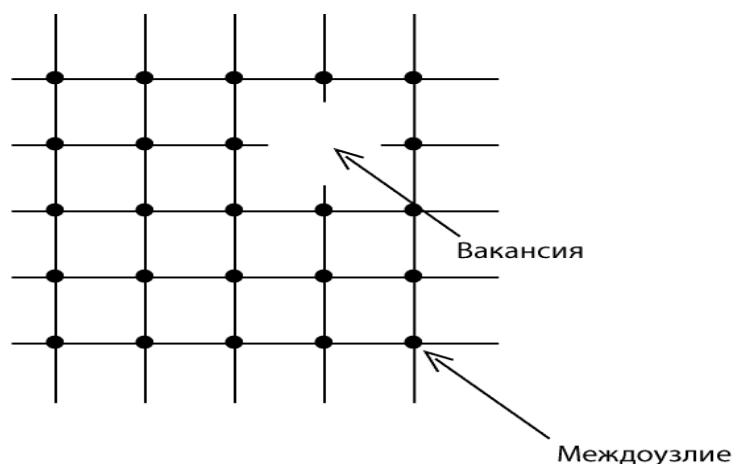
- можно имплантировать любые ионы;
- можно имплантировать ионов больше, чем предел растворимости 1 вещества в другом (диффузия при нагреве);
- можно имплантировать примеси с электронами /дырками (меняем p), либо сгенерировать такое количество дефектов, которые не позволят току течь – т.е. увеличить или уменьшить проводимость за счёт дефектов.

Концентрация атомов фосфора в веществе будет представляться картинкой, близкой к гауссовой кривой.

д) Отжиг – технологическая операция, которую необходимо проводить после ионной имплантации с тем, чтобы уменьшить количество дефектов за счёт рекомбинации в п/п структуре.

Процесс *рекомбинации* – возвращение атома в место расположения вакансии, при нагреве кристаллической решётки (процесс идёт эффективно).

Валентная связь – линия, соединяющая два электрона.



е) Травление полупроводников (растворение)

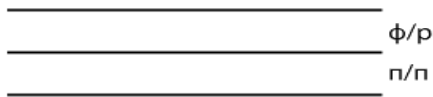
Осуществляется смесями кислот HCl , H_2SO_4 , HNO_3 , H_2O_2

ж) Напыление металла на диэлектрик.

По принципу похоже на МЛЭ, состоит в нанесении металла или диэлектрика на поверхность п/п (пример – тонирование стёкол).

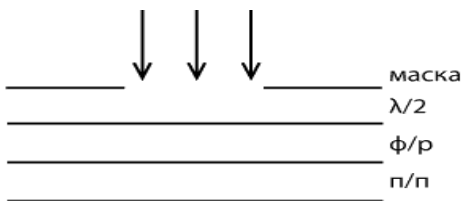
1.1.3.Получение заданного рисунка на поверхности п/п. Фотолитография.

а) нанесение фоторезиста на центрифуге.

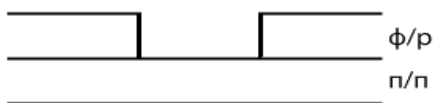


Раскручивается подложка на центрифуге, в центре капаем фоторезист – и он равномерным слоем размазывается по кремниевой подложке.

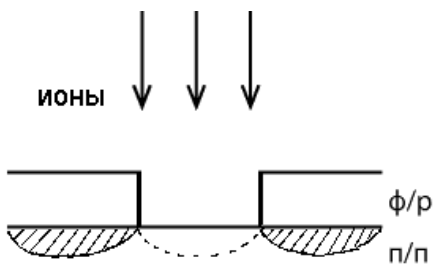
б) засвечивание фоторезиста через экран



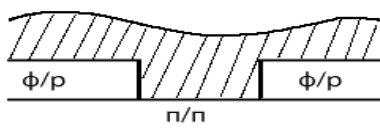
в) проявление фоторезиста – в химическом проявителе засвеченная часть удаляется (позитивный фоторезист; в случае негативного удаляется не засвеченная часть)



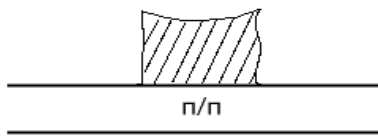
г) основная технологическая операция, которая модифицирует полупроводник (ионная имплантация): под защитой фоторезиста структура облучается ионами (облучается *вся* структура, вместе с фоторезистом, но энергия ионов подбирается таким образом, чтобы они не пробивали его – т.о. они проникают только в незащищённую фоторезистом область кремния, эта область будет легированная (незаштрихованная область на рисунке). Там эти ионы либо увеличат, либо уменьшат сопротивление п/п. (травление).



Кроме ионного легирования м.б. травление открытой поверхности под защитой фоторезиста (вытравливается канавка), напыление металла (взрывная литография).



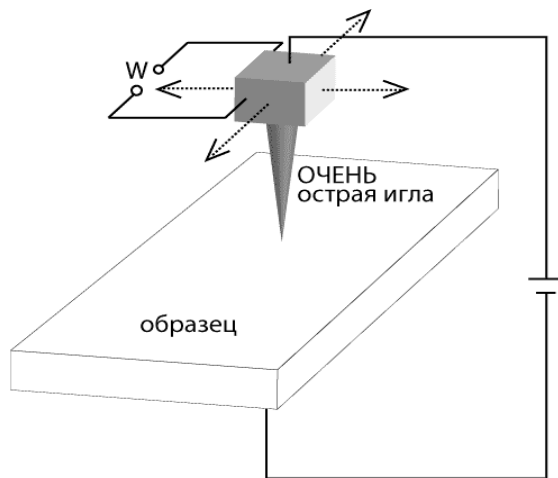
Взрывная литография: металл напыляется сверху слоем, затем вся структура помещается в травитель (обычно ацетон), то фоторезист начинает разбухать, обрывает металл, удаляясь при этом и сам.



Возможна ситуация, когда фоторезист наносится поверх слоя металла и в ненужных местах металлический слой стравливается через окна в фоторезисте (окна образуются опять же через проявление).

1.1.4. Методы исследования кристаллов

- а) оптическое поглощение и фотопроводимость (см. раздел Оптоэлектроника).
- б) эффект Холла
- в) емкостная и токовая спектроскопия глубоких уровней эффекта;
- г) метод анализа ВАХ и ВФарадных Характеристик.
- д) дифракция рентгеновского оптического, гамма излучения,
- е) Вторичная ионная Масс-спектроскопия ВИМС;
- ж) Микроскопия: оптическая, электрическая, туннельная, атомно-силовая;



W – переменное напряжение, подаётся на различные торцы (если подать постоянное – кристалл либо растянется, либо сожмётся; пьезокристалл – кристалл который может изменять свою форму при создании внутри образца электрического поля, как в конденсаторе), можем двигать иголку в различных направлениях (изменяя размеры пьезокристалла). В результате возможны два случая – либо измерение сопротивления между иглой и образцом (туннельный микроскоп, работает в туннельной моде), либо измерение коэффициента упругости (атомно-силовой микроскоп, работает в атомно-силовой моде).

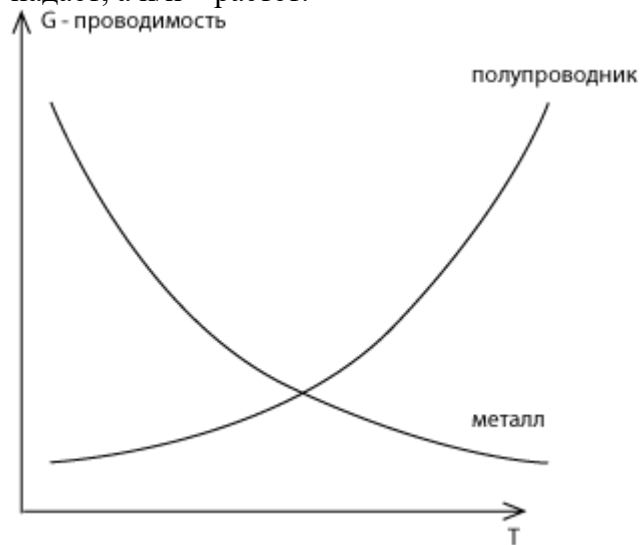
Наиболее претенциозная мода – туннельная мода, поскольку туннельный ток очень сильно зависит от расстояния -> при изменении ступеньки на 1 моноатомный слой ток будет изменяться весьма значительно и его можно будет измерить (exp зависимость). Т.е. один атом – предельное разрешение такого микроскопа. Атомно-силовая мода более грубая, но позволяет модифицировать поверхность (создание моноатомных каналов).

Глава 2. Кристаллическая структура твёрдых тел. Приборы на основе механических свойств кристаллические решётки. Термодинамика кристаллической решётки твёрдых тел.

§2.1 Кристаллическая структура твёрдого тела

2.1.1 Сопоставление электрических свойств твёрдых тел.

1) Первым сопоставлять электрические свойства твёрдых тел стали Фарадей и Ампер (19 век). Натолкнулись на факт, что проводимость металлов с увеличением температуры падает, а п/п – растёт:



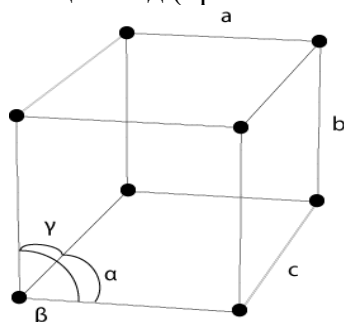
2) Второй факт был обнаружен, когда стали заниматься полями. Если поместить диэлектрик между обкладками конденсатора, то конденсатор остаётся конденсатором, а если поместить полупроводник (металл), он уже перестанет быть конденсатором как таковым (т.к. работа металла отлична от диэлектрика, совершенно другая электродинамика).

Вывод: Полупроводники – материалы, которые с одной стороны пропускают электрический ток, а с другой, в них может существовать электрическое поле, которое может управлять движением электронов.

Если взять металлический образец, подвести контакты, и подавать ток, то согласно закону Ома зависимость тока от напряжения будет прямой. В полупроводнике же зависимость будет не омическая, причём видом этой зависимости мы сможем управлять.

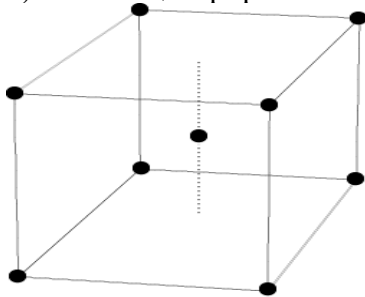
2.1.2 Кристаллическая структура твёрдых тел.

Общий вид (примитивная):

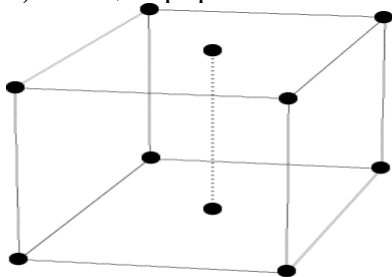


Тип	Соотношение a, b, c	Соотношение α, β, γ	Объёмно-центрированная	Гранецентрированная	Базоцентрированная	Ромбоэдрическая	Примитивная
кубическая	$a=b=c$	$\alpha=\beta=\gamma=90^\circ$	+	+	-	-	+
триклинная	$a \neq b \neq c$	$\alpha \neq \beta \neq \gamma$	-	-	-	-	+
моноклинная	$a \neq b \neq c$	$\alpha=\gamma=90^\circ \neq \beta$	-	-	+	-	+
ромбоэдрическая	$a \neq b \neq c$	$\alpha=\beta=\gamma=90^\circ$	+	+	+	-	+
тетрагональная	$a=b \neq c$	$\alpha=\beta=\gamma=90^\circ$	+	-	-	-	+
гексагональная	$a=b \neq c$	$\alpha=\beta=90^\circ$ $\gamma=120^\circ$	-	-	-	+	+

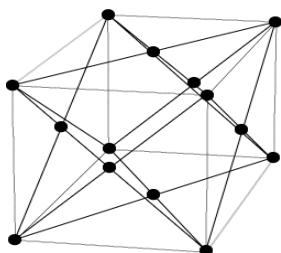
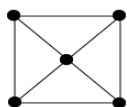
1) Объёмноцентрированная:



2) Базоцентрированная



3) Гранецентрированная
каждая грань



4) Ромбоэдрическая – примитивная, только в гранях стоят ромбы.

Все эти названия вышли из анализа данных по рассеянию и дифракции рентгеновских лучей на кристаллических веществах (20-30 гг.)

Все нас интересующие п/п (Si, Ge, InP) обладают либо кубической, либо составной кубической решёткой (т.е. атомы расположены так, что они находятся в вершинах других кубов – два куба один в другом, сдвинутые друг относительно друга).

2.1.3 Дефекты кристаллической структуры твёрдых тел.

а) Вакансии



Смещение идёт только на одном периода, на нескольких периодах от дефекта его наличие уже не заметно, т.к. кристаллическая решётка не колеблется. Длина валентной связи (период кристаллической решётки – 2-3-5 ангстрем, соответственно 0,2, 0,3, 0,5 нм). Здесь и далее: энергетический потенциал решётки перестаёт быть периодическим, потому что напряжены энергетические валентные связи. Когда электрон движется по идеальному кристаллу в силу симметрии и периодичности кристаллической решётки электрон с ней не сталкивается (атомы давят на него давят одинаково со всех сторон). Любой дефект – центр рассеяния электронов, периодичность пропадает.

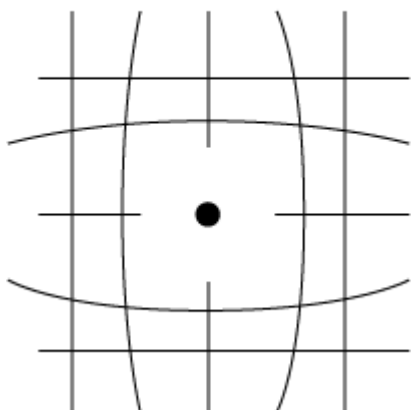
$$\lambda_{\text{эл-на}} = 3 - 30 \text{ нм}.$$

Получили что электрон больше, чем расстояние между атомами кристаллической решётки. Как такое может быть? Исходя из принципа корпускулярно-волнового дуализма, можно сказать следующее:

электрон – это электромагнитное облако (сгусток электромагнитных волн (пакет)), который при движении внутри кристаллической решётки, пропускает атомы сквозь себя.

б) Межузельный атом

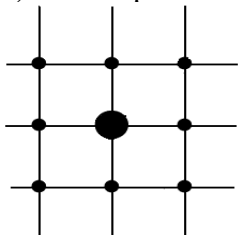
Дефекты решеток твердых тел:
межузельные атомы



Замечания:

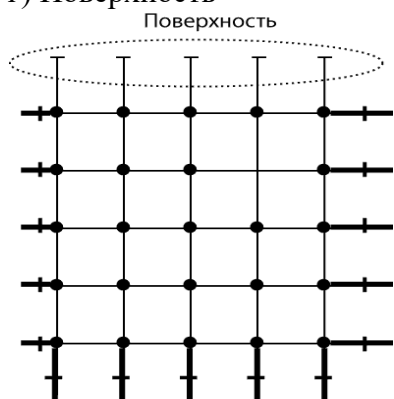
- химических связей у этого атома нет, потому что все валентные электроны он держит при себе;
- если межузельный атом встроится в узел вместо какого-либо атома решётки, то либо решётка восстановится (для атомов того же сорта, появление химических связей), либо станет атомом примеси (для атомов другого сорта);

в) Атом примеси (дефект)



Если количество валентных электронов больше/меньше, чем у остальных атомов решётки, тогда такой атом даёт либо электрон/дырку, которые организуют электрический ток.

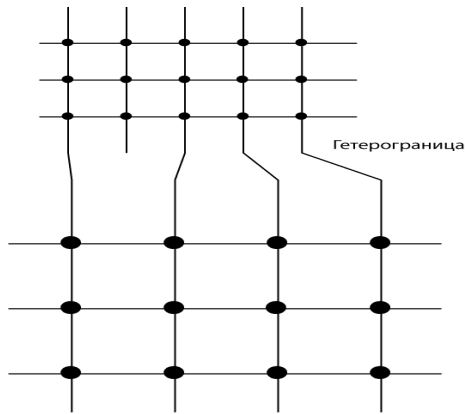
г) Поверхность



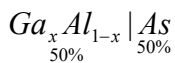
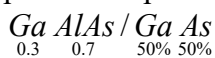
Так, как периодичность решётки на поверхности нарушается то это дефект (протяжённый дефект) и он рассеивает электроны. Поверхностные атомы могут замыкаться друг на друга или на различные органические/неорганические вещества, находящиеся на поверхности (например, оксиды CO , CH_2 , CH_4 , H_2) – в любом случае будет нарушение периодичности (даже в случае чистой поверхности).

д) Гетерограница

Def.: Гетерограница - граница раздела двух кристаллов с различным химическим составом.



Валентные связи на границе напряженные, поэтому периодический потенциал на границе испытывает скачок. Качественная гетерограница - это когда постоянные кристаллических решёток практически не отличаются.



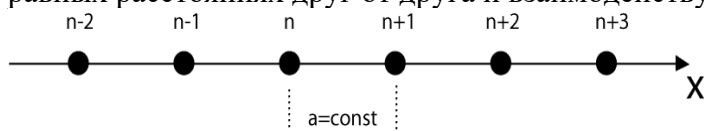
Вблизи гетерограницы формируются потенциальные ямы, поэтому вдоль гетерограницы электроны движутся быстрее на порядок.

е) Дислокации и границы зёрен. Дефекты могут быть стабилизированы отжигом или другим видом диффузии.

§2.2 Колебания кристаллической решётки твёрдых тел.

2.2.1 Колебания простой цепочки атомов

Def.: Простая цепочка - это цепочка атомов одинаковой массы, расположенных на равных расстояниях друг от друга и взаимодействующих с равными силами «упругости»

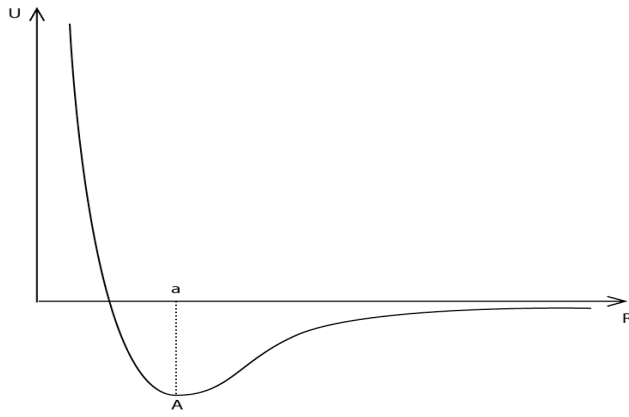


Введём потенциал:

$$U(R) = U(a) + \left. \frac{dU}{dR} \right|_a (R - a) + \frac{1}{2} \left. \frac{d^2U}{dR^2} \right|_a (R - a)^2 + \dots$$

$$\left. \frac{dU}{dR} \right|_a = 0 \quad (\text{в окрестности положения равновесия})$$

$$U(R) = U(a) + \frac{\beta}{2} (R - a)^2, \quad \beta - \text{вторая производная}$$



$$F = -\frac{dU}{dR} = -\beta(R - a)$$

$F_{n-1} = -\beta(R_n - R_{n-1})$, $F_{n+1} = -\beta(R_n - R_{n+1})$, R – смещение, а x – координата.

Второй закон Ньютона:

$$m_n \ddot{R} = F_{n-1} + F_{n+1}$$

$\frac{\partial R}{\partial x} = \frac{R_{n+1} - R_n}{a}$, где R – смещение атома относительно положения равновесия $R=0$, а x – просто координата.

$$\frac{\partial^2 R}{\partial x^2} = a \left(\frac{R_{n+1} - R_n}{a} - \frac{R_n - R_{n-1}}{a} \right) = R_{n+1} - 2R_n + R_{n-1}$$

$$m \ddot{R}_n = \beta \frac{\partial^2 R_n}{\partial x^2} \text{ - уравнение колебания струны.}$$

Физический смысл: Т.о. от сосредоточенных атомов, находящихся в узлах кристаллической решётки, переходим к распределённой массе (распределённой по струне). Это приближение работает когда $\lambda \gg a$ и когда амплитуда мала (находимся вблизи состояния равновесия).

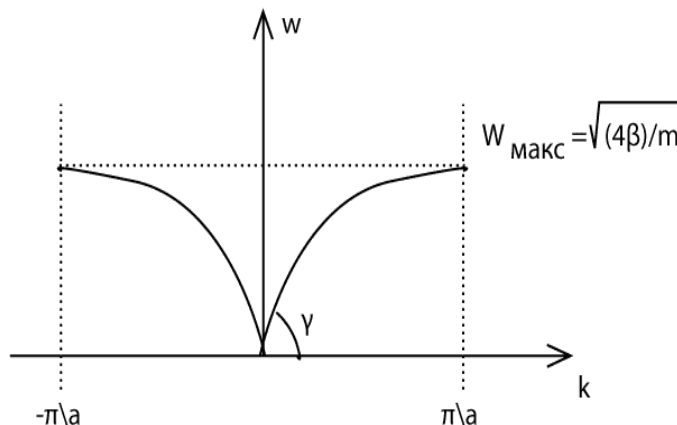
Решение известно: $R_n = A e^{i(\omega t - k x_n)}$

Характеристическое уравнение: $m \omega^2 = \beta(e^{ika} + e^{-ika} - 2)$, где $a = \frac{x_n}{n}$. (x_n – координата n -

ого атома, а n – номер атома)

Характерные частоты:

$$\begin{cases} \omega_1 = \sqrt{\frac{4\beta}{m}} \sin\left(\frac{ka}{2}\right) \\ \omega_2 = \sqrt{\frac{4\beta}{m}} \cos\left(\frac{ka}{2}\right) \end{cases}$$



Замечания:

- тангенс угла наклона касательной – это скорость волны, скорость тоже будет зависеть от частоты, т.е. имеет место *дисперсия*;

- т.к. есть зависимость скорость от частоты – есть предельная частота

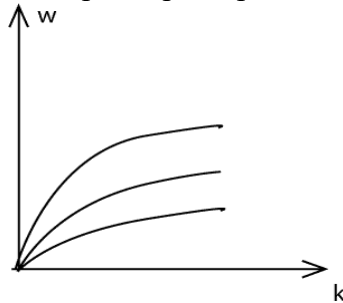
$$\omega_{\max} = \sqrt{\frac{4\beta}{m}} \longrightarrow \lambda_{\min} = 2a - \text{это означает, что атомы колеблются в противофазе; короче}$$

длину волны при этом сделать невозможно.

- так как струна не сплошная, а цепочка атомов, то на самом деле функция на графике квазинепрерывна, т.е. состоит из множества точек. Тогда можно выделить характерные энергетические уровни, и они будут квантованы (каждый будет соответствовать своей длине волны и своей частоте); тогда можно ввести квазичастицу (квант колебания кристаллической решётки) с энергией $\hbar\omega_n$ – **фонон**.

Физический смысл фонона: для возбуждения колебаний кристаллической решётки нужно приложить энергию больше, чем энергия фонона. Т.е. возбуждение фонона – это пороговый эффект.

Для трёхмерной решётки :

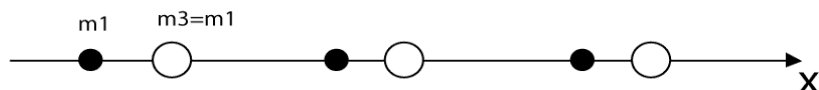
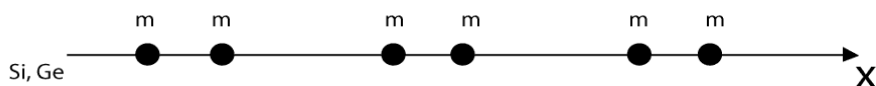
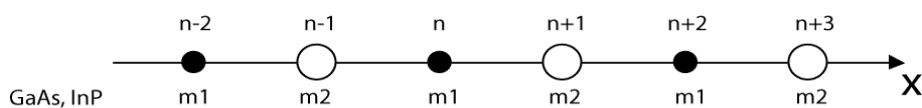


Дисперсионные характеристики по каждому из направлений могут быть различны. Если для цепочки рассмотреть различные виды колебаний (2 поперечных и 1 продольное), то в общем случае для струны будет 3 характеристик. Для 3D же тела в общем случае получим 9 характеристик.

Замечание:

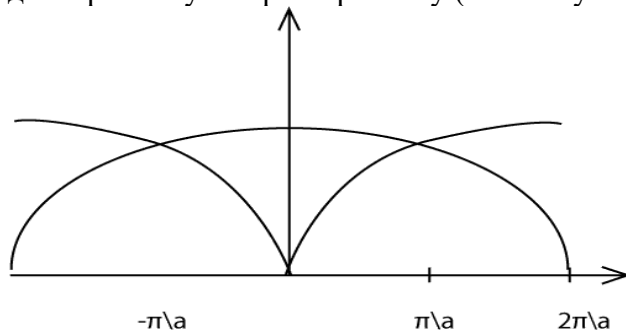
- обычно в кристалле выделяют направление (и привязывают его к поверхности), а уже потом относительно этого направления вводят различные колебания.

2.2 .2 Колебания сложной цепочки атомов

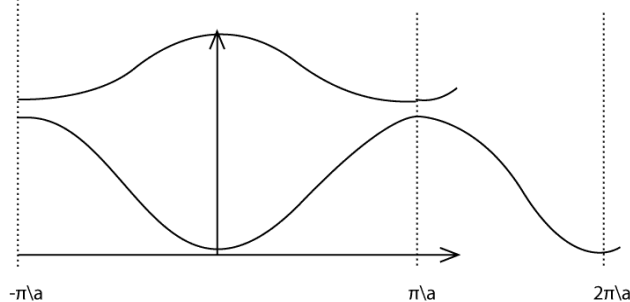


1) рассмотрим первый вариант (одинаковый период кристаллической решётки, разные массы).

- 2) введём 2 кристаллических подрешётки сдвинуты друг относительно друга на период на $k = \frac{2\pi}{a} [cm^{-1}]$. Шаг каждой подрешётки $2a$, в метрическом пространстве сдвиг равен a .
- 3) Пусть каждая подрешётка колеблется независимо и нарисует для каждой дисперсионную характеристику (используя готовое решение из предыдущего пункта):



- 4) Так как решётки на самом деле взаимодействуют друг с другом, и система колеблется, как единое целое, поэтому на графике не может быть точек пересечения дисперсионных характеристик (в одной и той же точке может быть рост частоты или её уменьшение или же зависимость с изломом) – должна быть однозначная зависимость. Учитывая это, перерисуем график:



A - период сложной цепочки атомов;

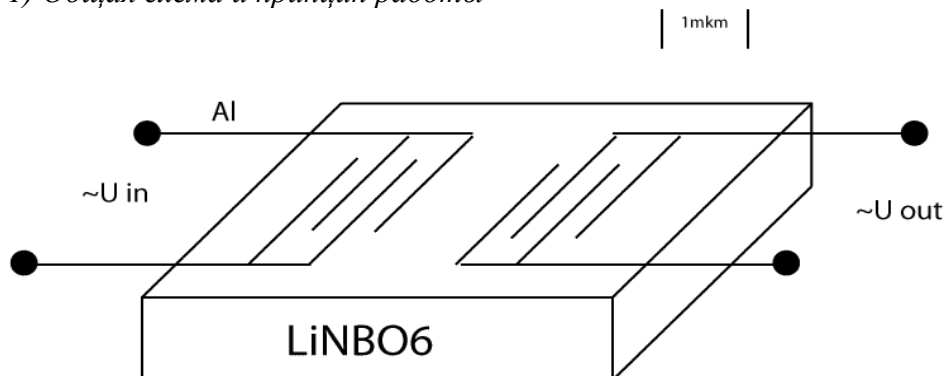
Def.: Диапазон волновых векторов от $-\frac{\pi}{A}$ до $\frac{\pi}{A}$ называют **первой зоной Бриллюэна**.

Эта зона охватывает все возможные длины волн и все частоты колебаний.

§2.3 Акустоэлектроника.

2.3.1 Пьезоэффект. Встречно-штырьевой преобразователь

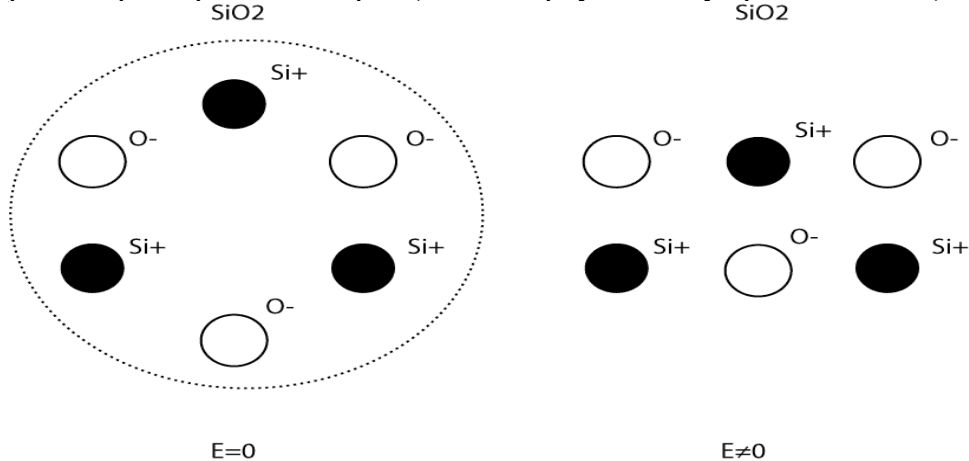
1) Общая схема и принцип работы



Встречно-штырьевой преобразователь (ВШП) преобразует поданное на него напряжение в механическую волну с помощью пьезоэффекта. Слева ВШП система генерирует волну, правая ВШП система наоборот, преобразует механическую волну в электрический сигнал.
Def.: Пьезоэффект – возникновение сжатия или растяжения кристалла в электрическом поле; эффект обратимый.

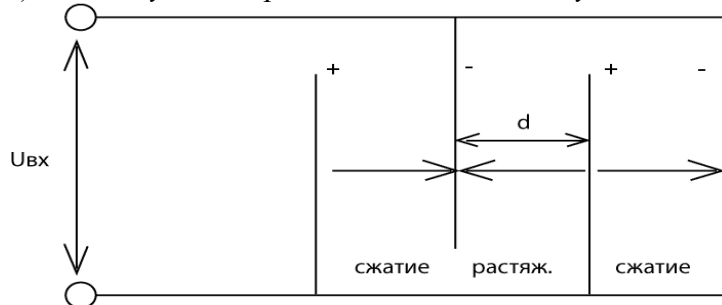
Причины возникновения пьезоэффекта:

рассмотрим кристалл кварца (элементарную ячейку кристалла SiO_2):



При $E \neq 0$ сильнее сжать кристалл нельзя – атомы отталкиваются друг от друга. Если при $E=0$ механически сжать полупроводник и получить такую же картинку, что при $E \neq 0$, то на гранях кристалла появится положительный/отрицательный заряд, а внутри кристалла будет электрическое поле.

2) Амплитуда поверхностной волны, возбуждаемая ВШП.



Где V – скорость акустической волны (скорость звука). Рассмотрим положительный полупериод входного напряжения: необходимо, чтобы за каждый период колебаний волна переместилась на период решётки \rightarrow тогда волна будет всё время подпитываться энергией входного сигнала (генерироваться). $d = V * T$ (знаем скорость волны, работаем с определённым входным сигналом, фиксированной частоты (а значит и периода), тогда можем точно определить шаг системы ВШП). На другой частоте эта система работать НЕ будет.

Физический смысл генерации состоит в последовательном увеличении амплитуды (областей) сжатия и растяжения механической волны с каждым периодом решётки равным $2d$.

Выходная волна будет представлять из себя суперпозицию всех усиленных волн.

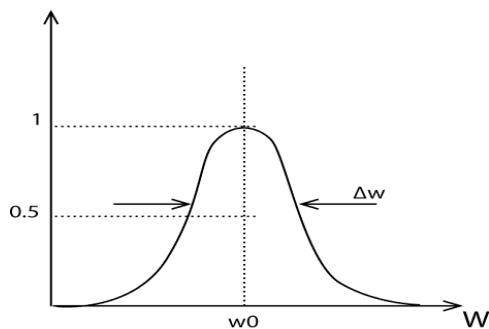
Используя формулу геометрической прогрессии, запишем:

$$A(\omega) = A_0 \left\{ 1 + \exp\left(\frac{i\omega d}{V}\right) + \dots + \exp\left(\frac{i\omega(N-1)d}{V}\right) \right\}$$

$$A(\omega) = NA_0 \exp(iN\pi \frac{\Delta\omega}{\omega_0}) \frac{\sin(N\pi \frac{\Delta\omega}{\omega_0})}{N \sin(\pi \frac{\Delta\omega}{\omega_0})} \text{ где } \omega_0 = \frac{2\pi V}{d} - \text{резонансная частота}$$

$$a(\omega) = \left| \frac{\sin(N\pi \frac{\Delta\omega}{\omega_0})}{N(\pi \frac{\Delta\omega}{\omega_0})} \right|$$

$$\frac{2\Delta\omega}{\omega_0} \approx \frac{1}{N} \longrightarrow Q \approx N$$



N – количество пар штырей, Q – добротность.

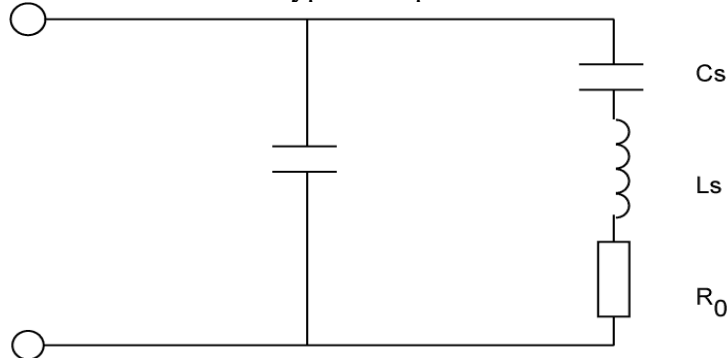
Т.к. установили, что между скоростью волны и периодом ВШП есть жёсткая связь – это обуславливает максимальную амплитуду волны, которую может выдать ВШП, преобразуя электрический сигнал в механический.

Замечания:

- эту конструкцию можно применять для синтеза фильтров;
- минимально возможный ВШП состоит из двух штырей -> они будут соответствовать индуктивности и ёмкости в аналоговой схеме. Чем больше штырей – тем больше индуктивностей и емкостей (каждая пара штырей – пара индуктивность + ёмкость). Поэтому спектральные характеристики таких систем имеют очень крутые фронты (высокая добротность).

3) Эквивалентная схема встречно-штырьевого преобразователя

Колебательный контур с потерями:



C_0 – статическая ёмкость электродов, C_s , L_s – эквивалентные ёмкость и индуктивность, соответствующие резонансным свойствам, R_0 – сопротивление излучения. Мощность

акустической волны можно оценить как $P_{\text{акустич}} = \frac{I^2 R_0}{2}$, где I – переменная амплитуда тока.

$C_0 = \epsilon b N$, где ϵ – диэлектрическая проницаемость, b – длина электрода.

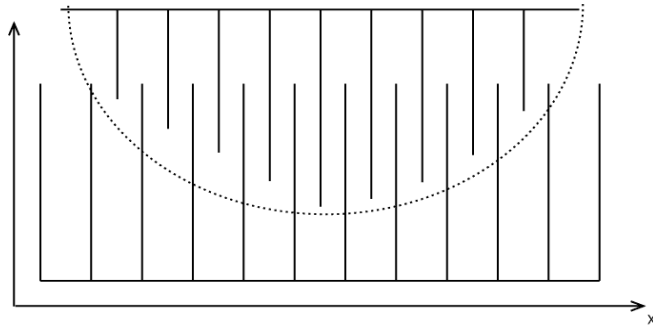
F – форм фактор $F = F(\frac{l}{m})$, $l = \frac{d}{2}$, где m – ширина электрода, N – количество штырей.

$$R_0 = \frac{1}{L\omega_0\epsilon b k^2 N^2}, \quad L = L(\frac{l}{m}), \quad k^2 = \frac{2\Delta V}{V}$$

$$R_0 \propto N^2$$

КПД: $\iota = k^2 BN$, $B = B(\frac{l}{m})$, т.е. чем длиннее делать ВШП – тем лучше: полоса уже, мощность больше, КПД выше. Т.е. всё упирается только возможности литографии.

2.3.2 ВШП с амплитудно взвешенным вкладом электродов



$H(\omega) = \sum_{n=-N}^N (-1)^n A_n \exp(-i\omega t_n)$ - передаточная характеристика, где t_n – время генерации, n

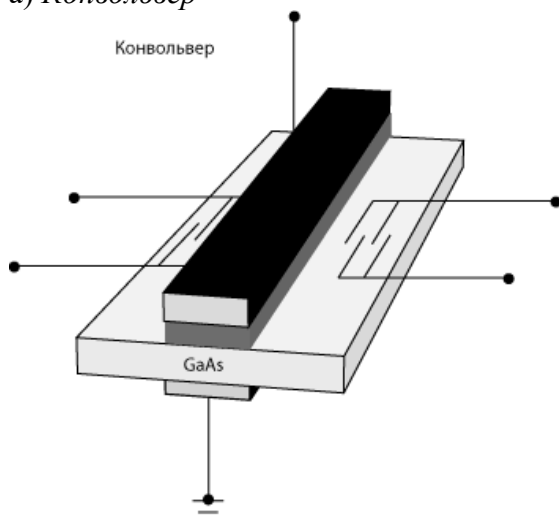
– номер штыря, N – количество пар штырей;

$H(\omega) = T_0^{-1} \int_{-\infty}^{+\infty} A(t) \exp(i(\omega - \omega_0)t) dt$ - преобразование Фурье

$A(x) \xrightarrow{V} A(t)$ (зная скорость V легко преобразовать A(x) в A(t)). Оказывается, что если подать на вход электрического преобразователя сигнал – механическая волна будет содержать Фурье преобразование этого сигнала.

2.3.3 Конвольвер. Резонатор. Фильтр ПАВ (поверхностная акустическая волна).

а) Конвольвер

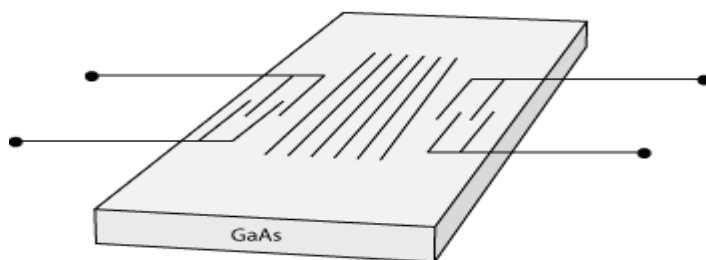


На п/п материале (с ионной связью) напылён диэлектрик и поверх диэлектрика – слой металла.

Замечания:

- GaAs – полупроводник со смешанной ионной эквивалентной связью; именно благодаря этой связи в нём возможно возбуждение ПАВ с помощью ВШП;
- благодаря тому, что в GaAs есть электроны и дырки, акустическая волна приводит к их перемещению, в результате чего ёмкость между верхним и нижним электродом меняется;
- обычно нижний электрод заземляют, левый и правый ВШП являются входными, а верхний электрод на выход;
- функция изменения ёмкости «выходной электрод» – «земля» будет являться математической свёрткой двух функций входных сигналов;
- таким образом, устройства на ПАВ могут реализовывать математические операции в аналоговой форме, то есть являться блоками аналогового вычислительного устройства;

б) Резонатор

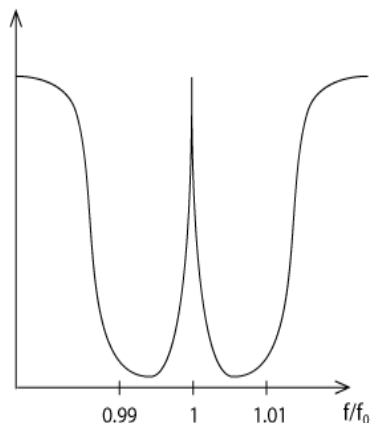


Данный резонатор аналогичен резонатору Фабри - Пьеро. Реализация простая: два встречных ВШП, а между ними просто нанесены металлические полосы (естественно с тем же шагом, что и у преобразователя).

Замечания:

- собственно резонатором является только центральная часть (металлические полосы), а ВШП – просто преобразователи, которые позволяют использовать такой резонатор в электрической цепи (вспоминаем резонатор Фабри – Пьеро: любая пространственная система, в которой убирается целое число длин волн и на краях имеются неоднородности);
- принцип работы: преобразование механической энергии волны в заряды, которые накапливаются на штырях, и обратное преобразование – из зарядов, наводимых на штырях в механическую энергию (как в электрическом контуре: энергия закачивается то в ёмкость, то в индуктивность);

в) Фильтры:



Вся система в целом может работать как фильтр (т.к. присутствует резонатор).

Замечания:

- необходимо использовать в комплексе с простым LC контуром;

- работает в окрестности 1, при отстройке 1%, дальше уже не работает;

§2.4 Теплоёмкость твёрдых тел. Закон де Бая

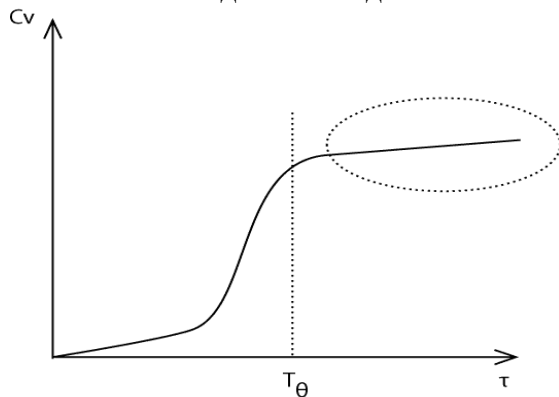
Рассмотрим цепочку из колеблющихся атомов:



$A_{\text{колеб}} = 0,05a$, где a – характерный шаг кристаллической решётки; При этом $\frac{1}{2}kT$ – энергия колебания одного атома на каждую степень свободы, тогда полная энергия колебаний, приходящаяся на 1 атом: $W = 3kT$ ($\frac{1}{2}kT$ на потенциальную энергию (за счёт химических валентных связей), $\frac{1}{2}kT$ на кинетическую энергию – двойка пропадает, итого kT на одну степень свободы);

$$W_N = 3kTN = 3RT \rightarrow C_V = 3R = 2.5 \cdot 10^4 \frac{\text{Дж}}{\text{кмоль} \cdot \text{градус}}$$

Теплоёмкость на самом деле не постоянная (это только при больших температурах), и есть такая характерная температура де Бая T_θ , ниже которой этот закон не работает. Для этой области необходимо выводить зависимость отдельно.



Первым приложил к этому руку Эйнштейн. Его критика закона Дюлонга и Пти состояла в следующем:

- атомы колеблются совместно, а не хаотически, так как это не газ;
- это квантовый осциллятор с дискретным спектром энергии (см. фонон);

- средняя энергия таких осцилляторов не $3kT$, а, согласно формуле Планка: $\bar{W} = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$

это на один осциллятор. Соответственно $\bar{W}_\Sigma = 3Nk \frac{\frac{h\nu}{k}}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$, где $\frac{h\nu}{k}$ – температура де Бая

T_θ

$$c_v = \frac{\partial W_\Sigma}{\partial T} = 3R \frac{\left(\frac{\Theta}{T}\right)^2 e^{\frac{\Theta}{T}}}{(e^{\frac{\Theta}{T}} - 1)^2} \text{ если } T \ll T_\theta, \text{ то } e^{\frac{\Theta}{T}} \gg 1 \Rightarrow c_v = \frac{3}{R} \left(\frac{\Theta}{T}\right)^2 e^{-\frac{\Theta}{T}} \text{ и } \lim_{T \rightarrow 0} c_v \rightarrow 0.$$

Качественно это выражение верное, но экспериментальные данные ему не соответствуют.

Вывод Де Бая:

- учёл взаимодействие осцилляторов;
- ввёл понятие собственной частоты колебаний системы, состоящей из N атомов;

Предположим, что число колебаний в такой системе $Z = \frac{4\pi}{3} V \frac{\nu^3}{V^3}$, где V – объём ν –

частота ν – скорость звука. Знаем, что есть $\nu_{\max} = V^3 \sqrt{\frac{3n}{4\pi}}$ (более подробно насчёт ν_{\max}

см. Фонон) \rightarrow можем определить максимальное число колебаний: $Z_{\max} = \frac{4\pi V}{\nu^3} \nu_{\max}^3$; (эта

формула получилась из общего соображения, что $Z_{\max} = 3N$);

Дифференцируем: $Z_{\max} = \frac{4\pi V}{\nu^3} \nu^2 d\nu$ и подставляем в формулу Планка:

$$\bar{W} dZ = \frac{4\pi V}{\nu^3} \frac{h\nu \nu^2 d\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \text{ Интегрируем - } \bar{W} = \int_0^{\nu_{\max}} \frac{4\pi V}{\nu^3} \frac{h\nu \nu^2 d\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \text{ Подобный интеграл не}$$

берётся, либо численными методами либо по таблице. Итого получаем:

$$c_{\nu} = \frac{\partial W}{\partial T} = 3R \left[12 \left(\frac{T}{T_{\theta}} \right)^3 \int_0^{\frac{T_{\theta}}{T}} \left(\frac{x^3}{e^x - 1} \right) dx - \frac{3x}{e^x - 1} \right] - \text{Закон де Бая; } (x = \frac{T_{\theta}}{T})$$

$$T \rightarrow \infty, c_{\nu} \rightarrow 3R$$

$$T \rightarrow 0, c_{\nu} = \frac{12\pi^4 R}{5T_{\theta}^3} T^3, \text{ где } \frac{12\pi^4 R}{5T_{\theta}^3} = \text{const}$$

Пример температур де Бая:

$$T_{\theta \text{Si}} = 650\text{K}$$

$$T_{\theta \text{Ge}} = 366\text{K}$$

§2.5 Теплопроводность твёрдых тел

В общем виде уравнение теплопроводности имеет следующий вид:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a^2 \Delta T + f, \text{ где } f - \text{ описывает источник, } f = \frac{F}{\rho c_{\nu}}, F = F(x; y; z); a - \text{ температурная}$$

проводимость (температуропроводность), $a = \frac{\lambda}{\rho c_{\nu}}$, λ – теплопроводность.

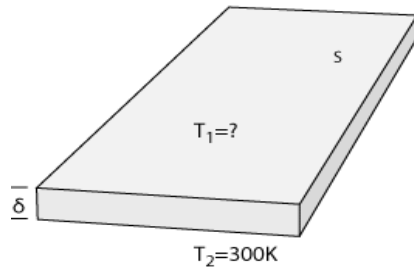
В стационарном состоянии уравнение примет вид: $\Delta T = \frac{F}{\lambda}$ (уравнение Пуассона); для

диэлектрика: $\lambda = c_{\nu} \bar{\nu} l$ (скорость и длина свободного пробега фонона), для металла:

$$\lambda_{\text{мет}} = \lambda_{\text{реш}} + \lambda_{\text{электрич. газа}}$$

Задача: Оценка температурной проводимости кристалла.

комм: К закону Де Бая



$$T_2 = 300 \text{ K}$$

$$\lambda_{\text{Si}} = 10^{-4} \text{ Вт/мК}$$

$$\delta = 300 \text{ мкм}$$

$$W = 300 \text{ Вт}$$

$S_0 = 1 \text{ см}^2$ (это поверхность всего кристалла; на самом же деле площадь берут меньшую на 10-20 %, для того, чтобы оценить тепловыделение в транзисторах, где на самом деле протекает ток, а не на однородной поверхности (что как раз описывает данная формула)).

$$\text{Мощность: } W = \lambda S \frac{(T_1 - T_2)}{\delta}$$

$$T_1 = \frac{\delta W}{\lambda S} + T_2 \rightarrow T_1 = 380 \text{ K};$$

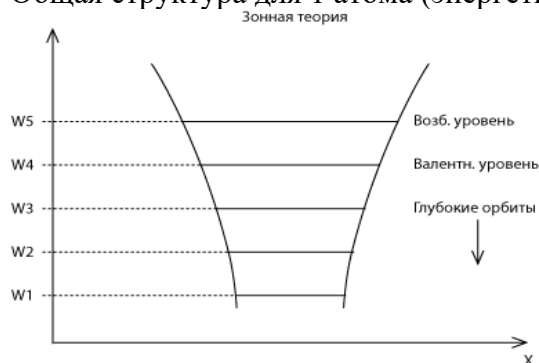
Глава 3. Зонная теория твёрдого тела.

Зависимость проводимости твёрдого тела от температуры.

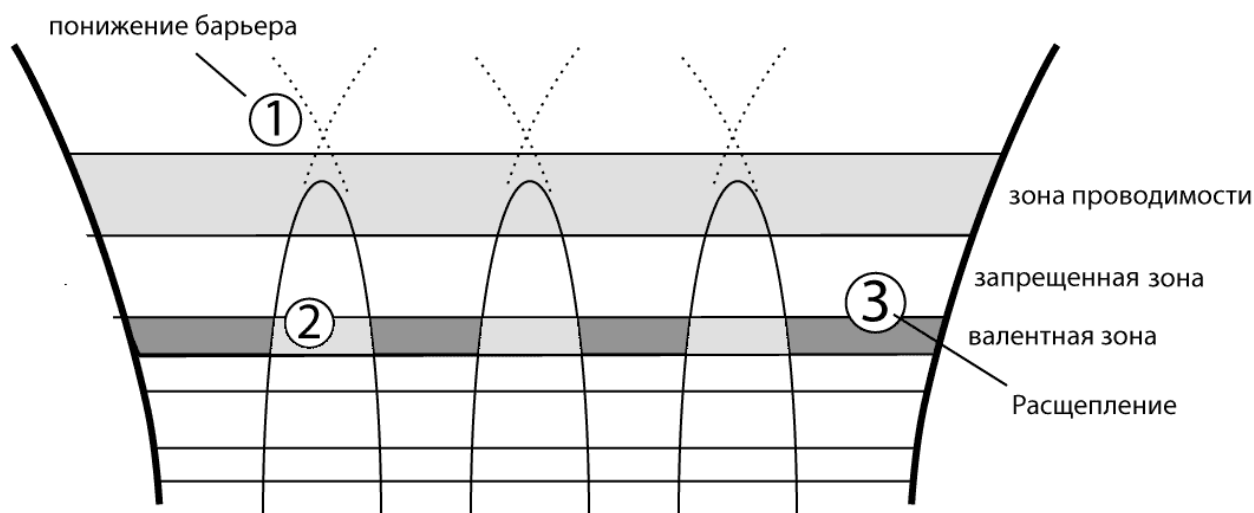
Термисторы.

§ 3.1. Причины возникновения энергетических зон.

Общая структура для 1 атома (энергетические уровни + потенциальная яма):



Т.к. взаимодействие электростатическое – яма бесконечная. На возбужденном уровне электронов нет, они попадают туда только тогда, когда атом поглощает квант света. Валентный уровень – уровень, где между атомами и электронами образованы валентные связи. Уровни с глубоким залеганием нас не интересуют. Теперь объединяем несколько подобных атомов (4 штуки) в кристаллическую решётку. Картинка в таком случае будет выглядеть так:



Примечания к рисунку:

- 1) барьер между соседними атомами понижается, так как электроны притягиваются двумя атомами;
- 2) барьер между атомами становится тонким, не высоким, туннельно-прозрачным (следует из п.1); именно это приводит к образованию валентных связей;
- 3) энергетический уровень расщепляется на несколько (по числу атомов, объединённых в кристаллическую решётку) – и всё это, вообще говоря, превращается в зону.
- 4) атомы могут обмениваться валентными электронами – так образуется химическая связь; (Объяснение расщепления: т.к. барьеры туннельно-прозрачные, существует ненулевая вероятность того, что все электроны могут собраться возле одного атома; а т.к. на каждом уровне может сидеть максимум 2 электрона, а всего их 8 (т.к. 4 атома), и все 8 электронов могут собраться возле одного

атома – необходимо 4 уровня, чтобы их все вместить; в противном случае можем сказать, что барьеры не туннельно-прозрачные);

Замечания:

- если кристалл состоит из большого числа атомов, то интервал разрешённых энергий становится квазинепрерывным, в таком случае из валентного уровня формируется валентная зона, а из возбуждённого уровня формируется зона проводимости;
- поскольку в валентной зоне все свободные места заполнены электронами, то тока здесь нет, так как электроны не могут смещаться; это реализовано в диэлектриках;
- благодаря тому, что в п/п и металлах запрещённая зона меньше, чем в диэлектриках, и из-за тепловых колебаний решётки электроны могут переместиться из валентной зоны в зону проводимости и могут образовать ток или хаотически двигаться как электронный газ.
- в отдельном атоме электроны, находящиеся на возбуждённом уровне, принадлежат данному атому. В кристалле же электроны, принадлежащие возбуждённому уровню, принадлежат кристаллу в целом, и его движение ограничено краевым потенциалом слева и справа;
- оценка длины волны электрона (раз рассматриваем это как электронный газ):

$$\frac{3}{2}kT_e \cong \frac{mv_e^2}{2} \Rightarrow v = 10^6 \div 10^7 \text{ см/с}$$

$$p = m^*v, \quad p = \hbar k = \frac{2\pi\hbar}{\lambda_e}$$

$$\lambda_e = 10 \text{ нм}$$

- поскольку $\lambda_e \gg a_{\text{реш}} (\approx 0,2 \text{ нм})$, то электрон как электромагнитное образование, двигаясь по решётке, пропускает сквозь себя атом, значит приближения классической теории справедливы только если массу электрона заменить на m^* - приведённую массу, описывающую взаимодействие электрона с атомами кристаллической решётки;

- **Def.: Ширина запрещённой зоны W_g** – это энергия, которая требуется, чтобы разорвать валентную связь, т.е. электрон сможет перейти из валентной зоны (ВЗ) в зону проводимости (ЗП). Такой электрон перестаёт быть связанным с конкретным атомом и становится свободным в пределах кристаллической решётки, в отсутствие поля он хаотически движется как молекула идеального газа, если же поле есть – получим ток.

- место отрыва электрона называется **дыркой** и обладает положительным зарядом; ядро атома, получившееся в результате такого отрыва называется ионом;

- (!!!!) благодаря обмену валентными электронами дырка может путешествовать по кристаллу, в этом случае электрический ток может протекать и через валентную зону!

- дырка не есть ион в прямом понимании, т.к. ядро атома не движется при перемещении, а дырка, даже несмотря на то, что это тоже положительный заряд, перемещается благодаря обмену валентными электронами;

§ 3.2. Водородная модель атома примеси.

3.2.1. Зачем нужна примесь?

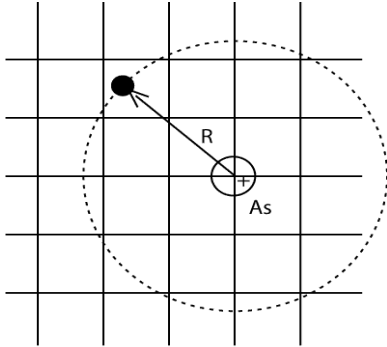
Если запрещённая зона полупроводника мала, то его проводимость сильно зависит от температуры, на таких п/п плохо делать приборы, поэтому наиболее удобны Si, Ge, GaAs с запрещённой зоной

порядка 1 эВ. Так как $1 \text{ эВ} \gg \frac{3}{2}kT_{\text{комн}}$, то сопротивление полупроводника близко к сопротивлению диэлектрика.

Def.: Примесные атомы – атомы, отличающиеся от атомов полупроводника своей валентностью и/или атомным номером.

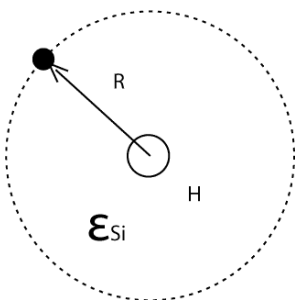
Def.: Акцептор – атом с меньшей валентностью, чем атом полупроводника. **Донор** – атом с большей валентностью, чем атом полупроводника. Они могут поставлять электроны в зону проводимости или дырки в валентную зону.

3.2.2. Водородная модель атома примеси.



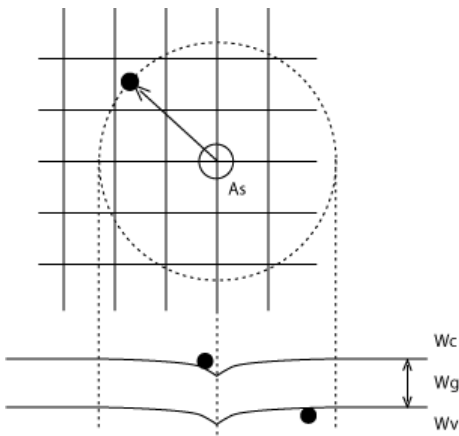
Атом As (пяти валентный) встраивается в кристаллическую решётку кремния (валентность 4) четырьмя электронами, одна валентная связь не встраивается (донор) – именно эта валентная связь нас и интересует. Хотим найти энергию связи этого электрона с атомом, может ли он оторваться от атома и участвовать в энергетическом обмене.

Применим хитрость (с точки зрения заряда) - представим атом As в виде: $As = Si + H$. Тогда можно перейти от старой модели к новой: рассматриваем атом водорода в среде с диэлектрической проницаемостью, равной проницаемости кремния – используем простую модель атома водорода (иными словами – модель атома Бора):



$$As = Si + H$$

- $R \approx 10R_{\text{атом.водорода}}$ (такое соотношение вытекает из того, что $\epsilon = \epsilon_{Si} \approx 10$)
- $W_{\text{связи}} = \frac{W_{\text{связи}}(H)}{\epsilon^2} = \frac{136\text{эВ}}{100} = 1,36\text{эВ}$
- $\varphi = \frac{e}{r} \exp(-\frac{r}{D})$, где $D = \sqrt{\frac{\epsilon_{Si}\epsilon_0\varphi_T}{2en}}$ - длина Дебая, показывающая, насколько быстро спадает поле в полупроводнике за счёт экранирования положительными / отрицательными зарядами.
- $\varphi_T = \frac{kT}{e} = 0,025\text{эВ}$ - тепловой потенциал, соответствующий энергии тепловых колебаний;
- n – концентрация свободных электронов в зоне проводимости; $[n]$ =штуки/см⁻³



Электроны находятся на дне зоны проводимости (W_c) (аналогия – металлические шарики, катающиеся по поверхности, если есть какое-либо углубление – они туда скатятся), а дырки прижимаются к потолку валентной зоны (W_v) (аналогия – воздушные шарики с гелием).

Если электрон разгоняется, то он подскакивает и удаляется от дна зоны проводимости. Поэтому кинетическая энергия электронов на дне зоны проводимости равна нулю; если электрон разгоняется, то приподнимается, и его энергия начинает расти. Если дырка разгоняется, то она удаляется от потолка валентной зоны (см. лекцию про эффективную массу), для дырок кинетическая энергия отсчитывается вниз.

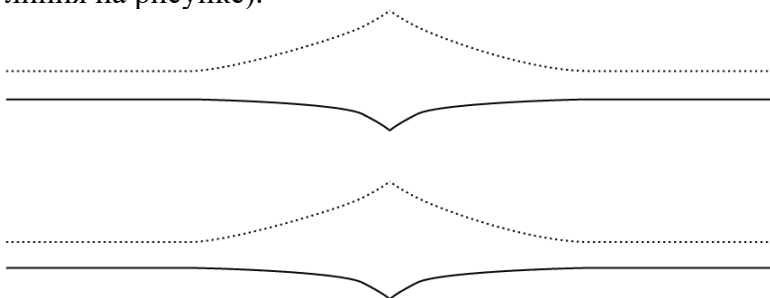
Потенциальная яма объясняется положительным зарядом у донора. И естественно поскольку это объект квантовый, электрон попадает в этой яме на уровень, соответствующий ситуации, когда электрон вращается вокруг атома. А для того, чтобы ему уйти из этого состояния (из ямы) – необходимо преодолеть потенциал в 0.1 эВ (эта энергия может быть легко получена от кристаллической решётки (от фонона), т.к. она порядка $\frac{3}{2}kT$). Поэтому практически все электроны атомов примеси оторвутся от атомов. Таким образом, доноры-примеси поставляют электроны (концентрация электронов равна концентрации атомов примеси).

Замечание:

- если атом примеси по размеру, массе, химическому составу отличается от полупроводника, то водородная модель может не действовать; форма ямы другая, и энергия связи будет больше;
- на зонной диаграмме не вырисовывают каждую яму, просто переходят к новому обозначению – в запрещённой зоне вблизи дна ЗП рисуется пунктирная линия - W_g .

3.2.3. Принцип сохранения числа состояний.

Если за счёт введения доноров в зоне проводимости появились два дополнительных состояния, связанные с уровнем, то за счёт «горба» ровно столько же состояний пропадёт в валентной зоне (сплошная линия на рисунке). Аналогично для акцепторов – пропадут состояния в ЗП (пунктирная линия на рисунке).

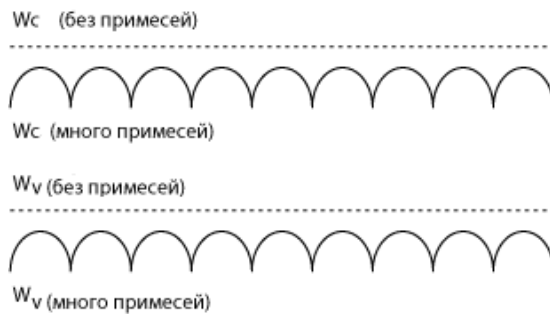


Электроны в зоне проводимости и валентной зоне могут быть расположены только на уровнях (квантовая система), правда уровней там очень много, по количеству атомов в системе – и спектр энергий квазинепрерывен. На каждом уровне располагается по два электрона и половинка уровня

(место для электрона) называется состоянием (т.е. строго с такой же энергией могут быть только два электрона).

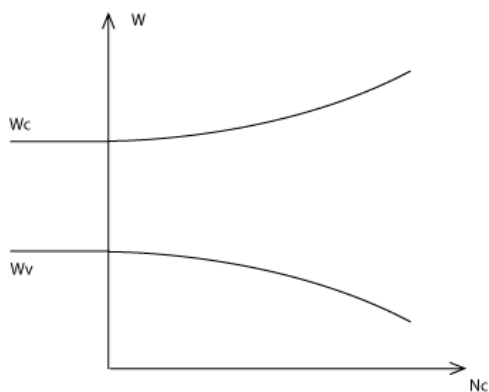
3.2.4. Вырожденные полупроводники.

Def.: Вырожденные п/п – п/п с высокой концентрацией электронов и их особым распределением по энергиям (см. Функцию Ферми).



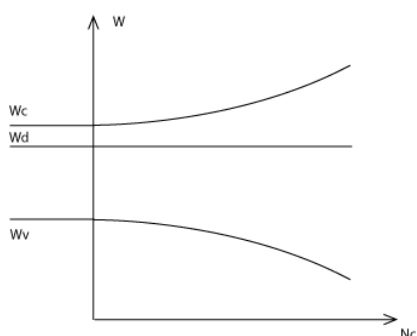
- из-за того, что примесей много – дно ЗП смещается к потолку ВЗ;
- барьер между атомами примеси уменьшается, так что атомы примеси могут обмениваться электронами – возникает примесная зона;
- ширина примесной зоны показывает, на сколько расщепились уровни при объединении ям (как только ямы объединяются, то уровни расщепляются).

а) без примеси

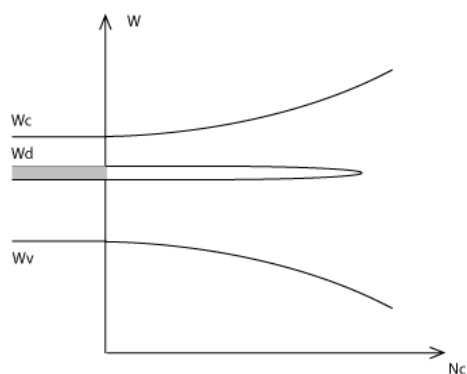


Def.: N_c – плотность состояний - количество состояний, приходящихся на единичный интервал энергии в единице объёма.

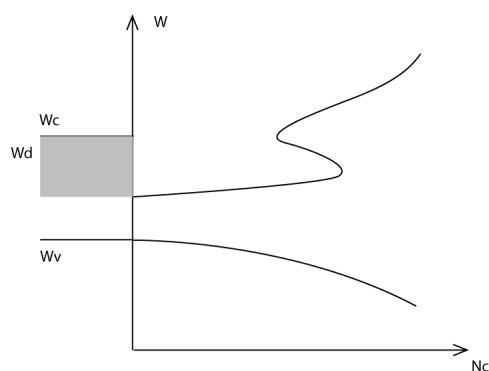
б) концентрация примеси мала (п/п с примесью не вырожден)



в) вырожденные полупроводники



г) сильно вырожденные полупроводники (примесная зона объединяется с ЗП -> ширина ЗЗ уменьшилась): $W_g^c < W_g^a$

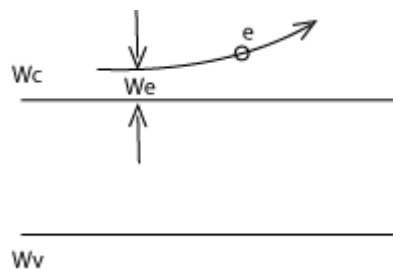


Замечания:

- пункты (в) и (г) соответствуют полупроводнику вблизи омического контакта металл-полупроводник (ВАХ как у сопротивления);
- если положить металл на полупроводник типа (а) (б), ток течь не будет (барьер Шоттки).

§ 3.3. Плотность состояний в твёрдых телах.

3.3.1. Вывод соотношений.



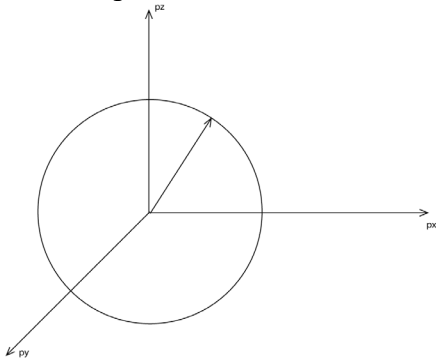
$W_e = W_c + \frac{p^2}{2m^*}$, W_c – дно ЗП, от которого будем отсчитывать энергию электрона, m^* - эффективная масса электрона;

Исходя из соотношения неопределённостей $dp_x dp_y dp_z dx dy dz \cong h^3$ - объем одного состояния,

$\Delta p_x \Delta p_y \Delta p_z \Delta x \Delta y \Delta z$ - интервал всех возможных импульсов и координат для электрона.

$$Z = \frac{\Delta p_x \Delta p_y \Delta p_z \Delta x \Delta y \Delta z}{h^3} - \text{число состояний (строго говоря, должно быть } Z = \frac{\Delta p_x \Delta p_y \Delta p_z \Delta x \Delta y \Delta z}{2\pi h^3});$$

Рассматриваем некий объём, в котором заключено возможное значение импульса электрона:

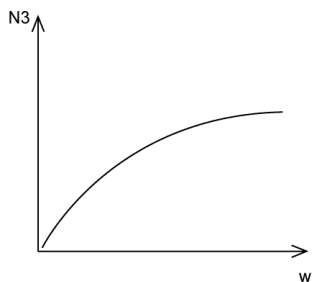


$$V_{ш} = \frac{4\pi}{3} (2mW)^{\frac{3}{2}}, \text{ тогда } Z = \frac{\frac{4\pi}{3} (2mW)^{\frac{3}{2}} V}{h^3}, \text{ где } V = \Delta x \Delta y \Delta z \text{ (уже обычный метрический объём). Т.к.}$$

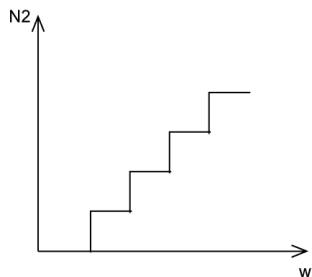
$$\text{вводим плотность состояний – значит на единицу объёма: } Z_{пл} = \frac{\frac{4\pi}{3} (2mW)^{\frac{3}{2}}}{h^3}, \text{ а с учётом спина по-}$$

лучим $Z_{пл} = \frac{\frac{8\pi}{3} (2mW)^{\frac{3}{2}}}{h^3}$. Но это пока ещё количество состояний в единичном интервале. Плотность – это ещё и в единицу энергии – необходимо продифференцировать. Итого:

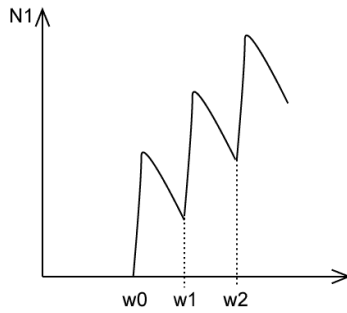
$$\frac{dZ_{пл}}{dW} = N_3(W) = \frac{8\sqrt{2}\pi m^{\frac{3}{2}}}{h^3} W^{\frac{1}{2}} - \text{трёхмерный случай (корневая зависимость):}$$



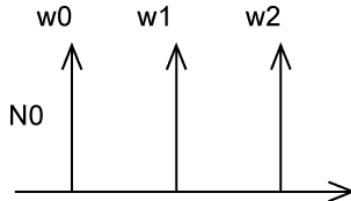
$$\text{Двумерный случай: } N_2(W) = \sum_m \frac{m}{\pi \hbar}$$



Одномерный случай: $N_1(W) = \sqrt{2m(W - W_i)}$



Квантовая точка (потенциальный резонатор для электрона):



3.3.2. Заселённость квантовых состояний электронами.

$f(\vec{k}, \vec{r}, t)$ - функция распределения электронов по векторам \vec{k} , \vec{r} и зависящая от времени. Зная эту функцию – знаем какой ток протекает в приборе, какой шум и т.д.

Как в любом другом распределении, здесь также можем применить уравнение Больцмана:

$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{r} \cdot \nabla_r f + \vec{k} \cdot \nabla_k f = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{cm}$ - интеграл столкновений (т.е. электроны предоставлены не самим себе).

Физический смысл кинетического уравнения Больцмана: изменение функции распределения по направлению, скоростям и времени описывается столкновением с атомами кристаллической решётки.

$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{cm} = \int [W(k', k)f_{k'}(1 - f_k) - W(k, k')f_k(1 - f_{k'})]dV_{k'}$, где $W(k', k)$ - вероятность перехода из k' в k , $W(k, k')$ - вероятность перехода из k в k' , а $f_{k'}$ - новая функция распределения.

Если всё симметрично, вероятности всех переходов одинаковы, то $\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{cm} = \int W(k', k)(f_{k'} - f_k)dV_{k'}$ - если всё симметрично, то есть $W(k', k) = W(k, k')$

Пусть ничего не меняется, то есть электронный газ при определённой температуре хаотически движется и состояние стационарное, т.е. $f_{k'} = f_k$, тогда весь интеграл равен нулю.

Тогда решением уравнения является: $f = \frac{1}{\exp[(W_k - W_F)/kT] + 1}$ - функция Ферми. Можно пока-

зать, что для неоднородного случая: $f = \frac{1}{\exp[(\frac{W_k - W_F}{kT} + \frac{e\varphi}{kT})] + 1}$

φ – электростатический потенциал, соответствует полю внутри объёма п/п, W_F – уровень Ферми.

Вывод: Произведение $f(\omega)N(\omega)$ описывает распределение электронов по энергии в кристалле. При этом $f(\omega)$ показывает, как распределён электронный газ сам по себе (как в вакууме); $N(\omega)$ показывает, какие места разрешены для нахождения электронов в кристалле.

§ 3.4. Условие электронейтральности.

Температурная зависимость уровня Ферми и проводимости.

3.4.1. Условие электронейтральности.

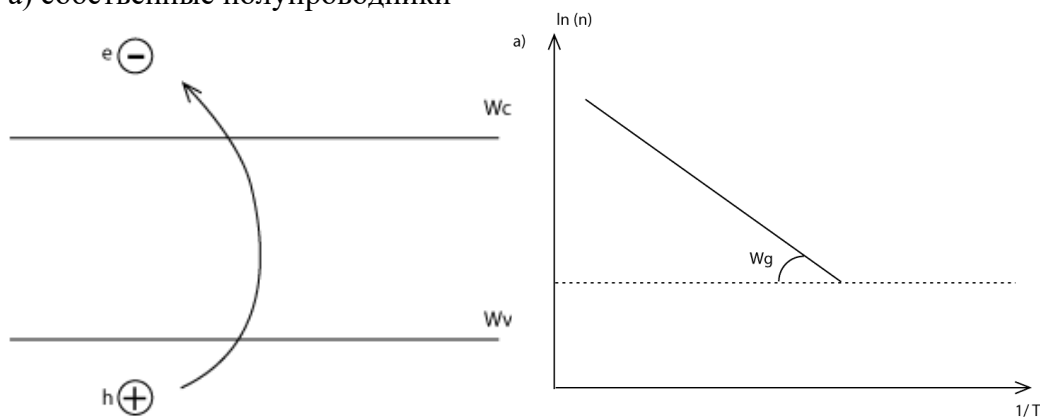
а) без примесей электрон и дырка рождаются параллельно (парами), тогда $n = p$. Такие п/п называются *собственными*.

б) полупроводник с примесями называется примесным и в общем случае условие электронейтральности записывается как $n + N_A = p + N_d$, где N_A – концентрация ионов акцепторов, N_d – концентрация ионов доноров.

Замечание: при комнатной температуре примесь донора и акцептора ионизируется на 100%. (реально на 90-95%, но мы рассматриваем идеальный случай).

3.4.2. Зависимость концентрации носителей заряда и уровня Ферми от температуры в полупроводниках.

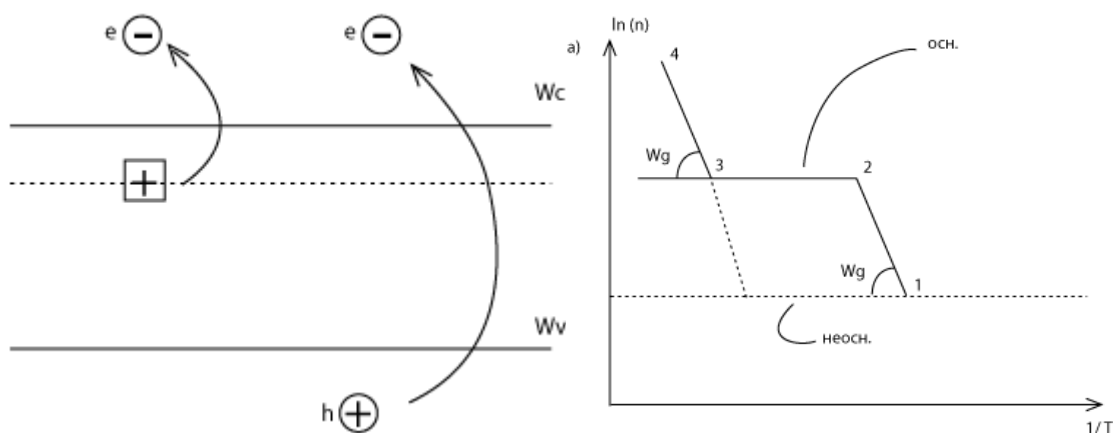
а) собственные полупроводники



В таких осях получаем прямую зависимость.

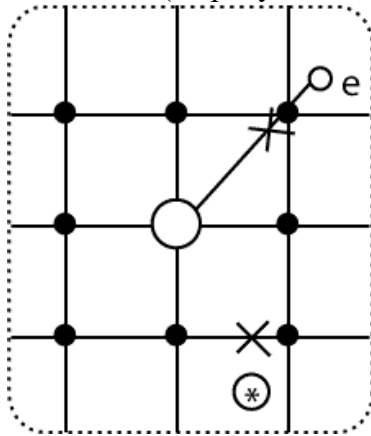
Вывод: чем больше полупроводник нагревается, тем больше электронов в зоне проводимости, тем больше проводимость (концентрация).

б) примесные полупроводники



Примечания к рисунку:

- 1-2: участок вымораживания примеси (электрон отрывается от атома донора, и образуется ион донора). На зонной диаграмме это показано как переход электрона из примесной зоны в зону проводимости (на рисунке внизу – разрыв электрона от атома)



- 2-3: участок истощения примеси (для этого интервала температур концентрация электронов в зоне проводимости остаётся постоянно, так как вся примесь уже ионизируется, а переходы зона-зона маловероятны из-за низкой энергии колебаний кристаллической решётки, поэтому валентные связи не разрываются).

- 3-4: участок собственной проводимости (температура кристаллической решётки достаточно, для того, чтобы амплитуда колебаний атомов была столь высока, что начался разрыв валентных связей) (на предыдущем рисунке – разрыв валентной связи между двумя атомами, помечен (*)).

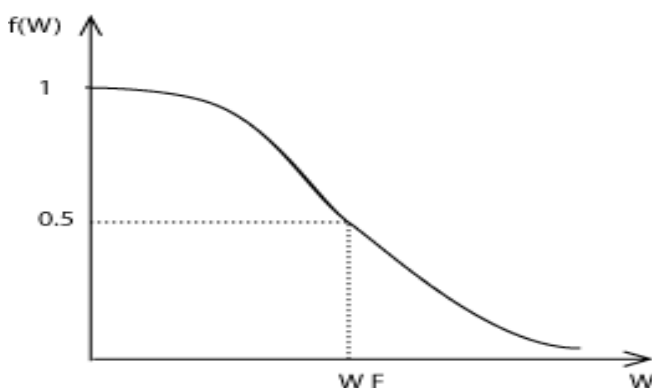
Замечание: (!!!!!) В метрическом пространстве рисуется траектория движения и кристаллическая решётка, а энергия, разрешённая зона и запрещённая зона рисуется **только** на энергетической диаграмме.

в) Формула для зависимости концентрации носителей заряда от температуры

Исходя из вывода пункта 3.3.2:
$$n = \int_{W_c}^{\infty} f(W) N_c(W) dW$$

Физический смысл: $f(W)$ – функция Ферми показывает вероятность нахождения электрона с заданной энергией для электронного газа. $N_c(W)$ – вероятность нахождения места для электрона (половинка энергетического уровня) – при умножении на функцию Ферми получим совместное событие, т.е. интеграл даст все электроны в зоне проводимости.

$$f(W) = \frac{1}{\exp\left[\frac{W - W_F}{kT}\right] + 1}, \text{ вид функции:}$$



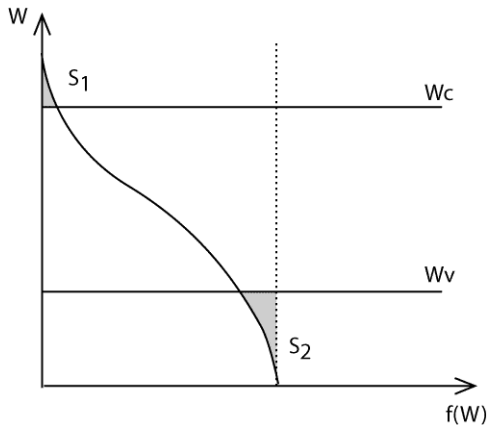
Физический смысл уровня Ферми:

- точка перегиба функции Ферми;
- это максимальная энергия электрона в электронном газе при $T=0$ К;
- (!!!!!) С точки зрения распределения электронного газа в вакууме уровень Ферми - постоянная величина, не зависящая от температуры. В полупроводнике же уровень Ферми от температуры **зависит** (задача – узнать как);

а) собственный полупроводник

Давайте посадим электронный газ внутрь кристалла.

Тогда у нас появляются разрешённая и запрещённая зоны, здесь же нанесём функцию Ферми:



Рассмотрим $T>0$ и собственный полупроводник, тогда $n = p \rightarrow S_1 = S_2$

$$\int_{W_c}^{\infty} f(W) N_c^* dW = \int_{-\infty}^{W_v} f(W) N_v^* dW$$

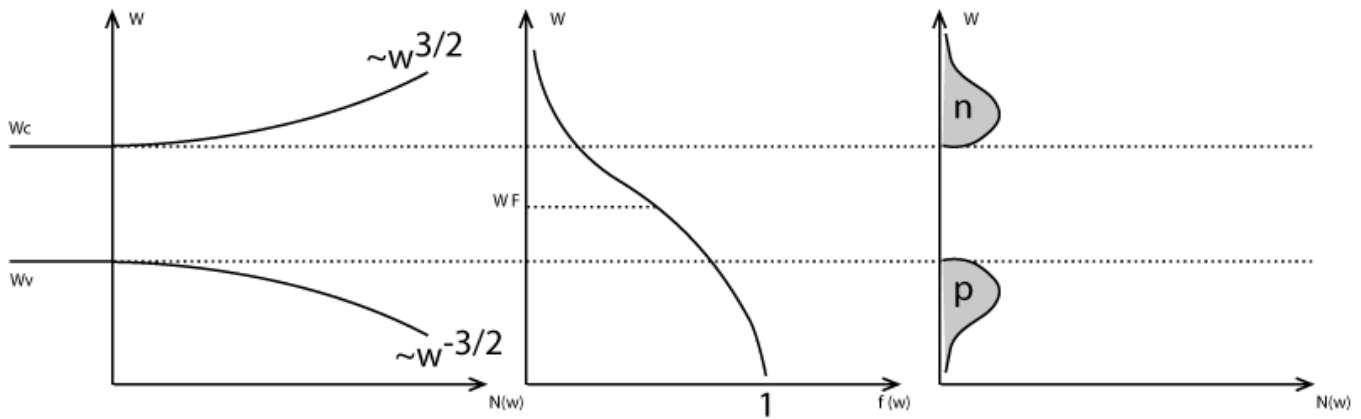
Строго говоря, равенство площадей должно быть под функцией, определяющейся как $f(W)N(W)$, но так как $f(W)$ – быстро спадающая экспонента, то плотность состояний в первом приближении можно считать постоянной (не зависящей от энергии), и рисунок справедлив.

$n = N_c \exp\left[-\frac{W_c - W_F}{kT}\right]$, где N_c – эффективная плотность состояний после интегрирования,

$$N_c = 2 \left[\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right]^{\frac{3}{2}}$$

Аналогично для дырок: $p = N_v \exp\left[-\frac{W_v - W_F}{kT}\right]$

$$\text{Из условия электронейтральности: } n = p \Rightarrow W_F = \frac{W_c + W_v}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{N_v}{N_c} = \frac{W_c + W_v}{2} + \frac{3}{4} kT \ln \frac{m_p^*}{m_n^*}$$

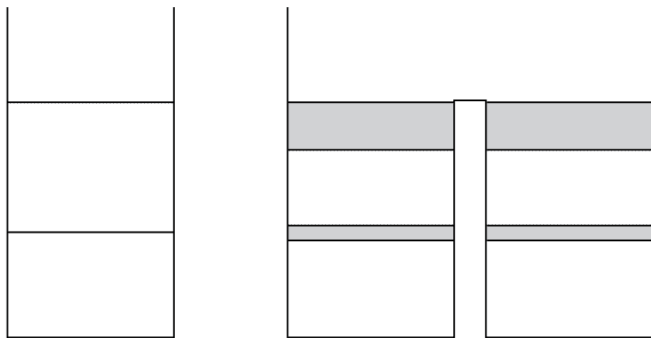


Замечания:

- для описания квантового поведения электрона в кристалле оказывается достаточным вычислить произведение плотности состояний на функцию Ферми для идеального электронного газа;
- введя такое простое описание, мы вынуждены ввести зависимости уровня Ферми от температуры; поскольку $n = p$, а N_c^* и N_v^* в валентной зоне и в зоне проводимости разные, то уровень Ферми (и всю функцию Ферми) надо сдвинуть так по оси энергии, чтобы выполнялось $S_1 = S_2$.

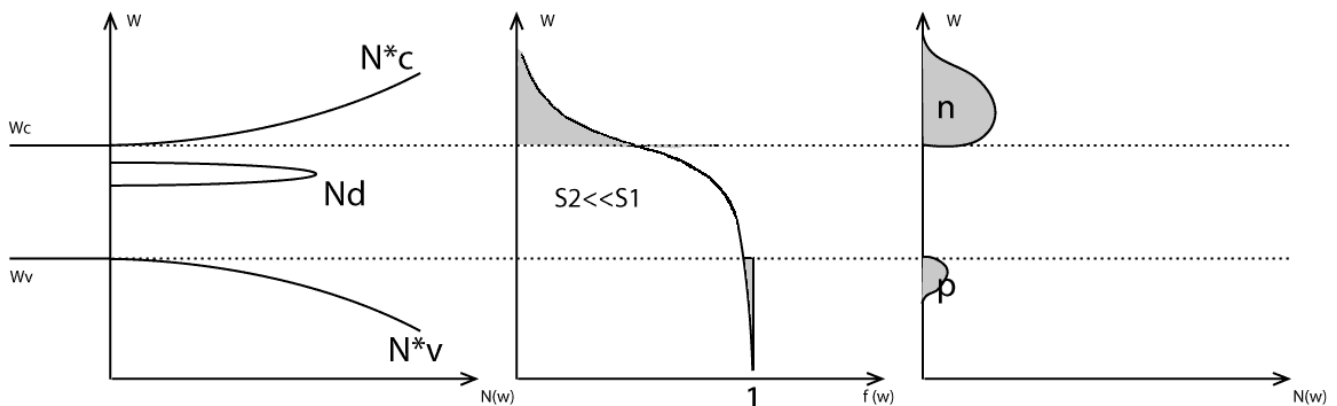
Вопрос: почему плотности состояний в ВЗ и в ЗП разные?

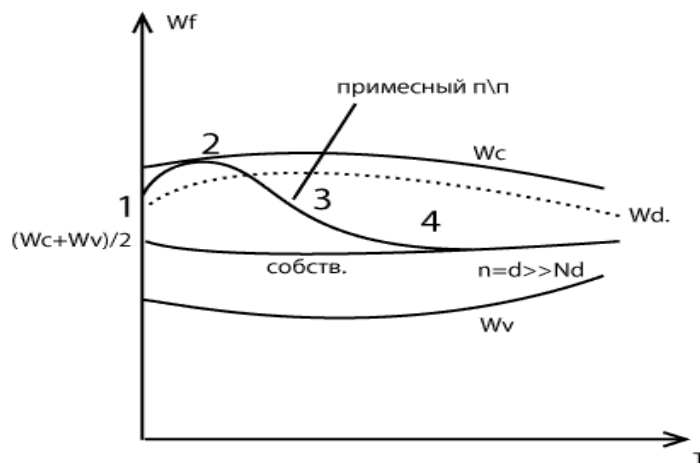
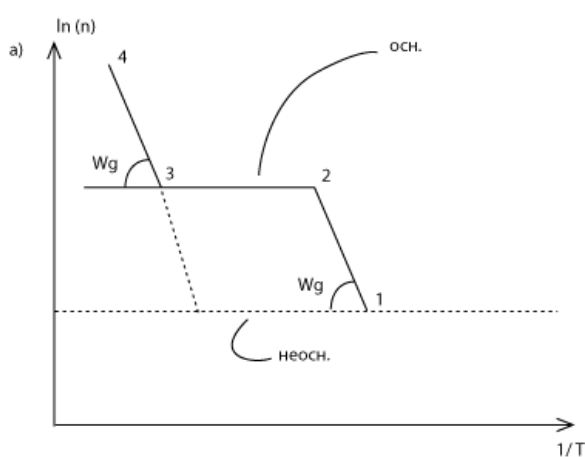
У атома полупроводника два уровня (валентный и возбуждённый).



Объединяя эти атомы, уровни расщепляются в зоны, причём расщепление зоны проводимости шире, чем валентной зоны (это связано с разной мощностью туннельно-прозрачного барьера между атомами). Так как количество уровней одинаково, то в зоне проводимости уровни расположены реже, т.е. N_c^* меньше.

б) примесный полупроводник





Примечания к рисунку:

- поскольку с повышением температуры атомы кристаллической решётки слабее держатся друг за друга, валентную связь разорвать легче, то есть запрещённая зона меньше;
- зависимость уровня Ферми для собственных полупроводников выведена выше;
- для примесных полупроводников рисунок *качественно* показывает зависимость уровня Ферми от температуры:

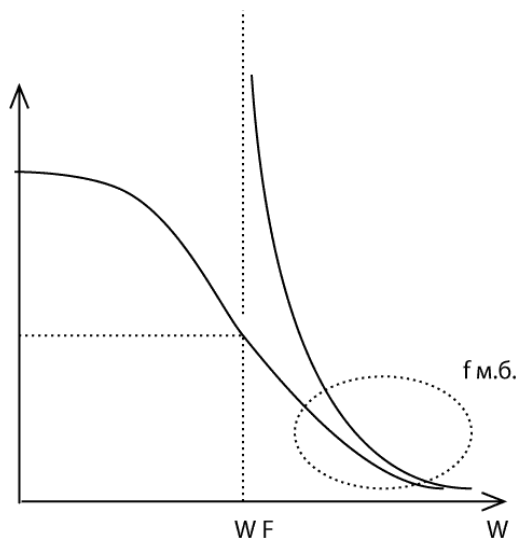
а) на участке 1-2 рост уровня Ферми объясняется тем, что электроны с донорных уровней переходят в зону проводимости. При этом электроны в зоне проводимости распределяются по энергиям, а примесная зона очень узкая (либо вообще вырождена в уровень) (то есть уровень Ферми отслеживает распределение электронов по энергиям).

б) на участке 2-3 за счёт перехода зона-зона в валентной зоне появляются дырки и электроны из валентной зоны переходят в зону проводимости (то есть функция Ферми отслеживает и распределение дырок тоже). Функция Ферми была введена как функция, описывающая распределения электронов по энергиям (только электронов), поэтому площадь под графиком ниже W_v – электроны в валентной зоне, а маленькое отличие от 1 (площадь S_2) – это дырки.

в) участок 3-4, как и в собственных полупроводниках, соответствует тому, что $n = p$.

- если $W_F < W_c$ и $W_c - W_F > 3kT$, (т.е. уровень Ферми лежит в запрещённой зоне, глубоко в середине) то при таких условиях функцию Ферми можно упростить:

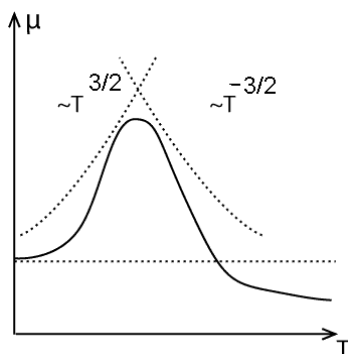
$$\text{то } f(W) = \frac{1}{\exp\left[\frac{W - W_F}{kT}\right] + 1} \cong \exp\left[-\frac{W_F - W}{kT}\right] - \text{получаем распределение Максвелла-Больцмана:}$$



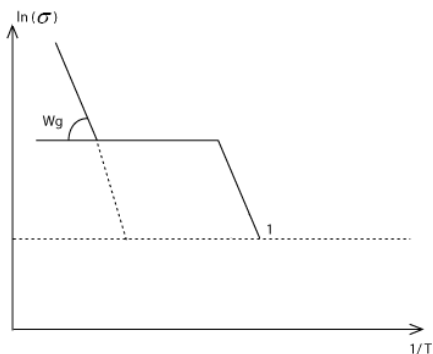
- хвосты распределений М.-Б. и Ферми совпадают (отличие только вблизи уровня Ферми), поэтому если уровень Ферми глубоко в запрещённой зоне, то можно не пользоваться функцией Ферми (плохая интегрируемость/дифференцируемость), а пользоваться распределением Максвелла-Больцмана.
- это справедливо для собственных, примесных, но *невырожденных* полупроводников.

3.4.3. Зависимость подвижности и проводимости от температуры.

Def.: Подвижность: $\mu = \frac{\langle v_{др} \rangle}{E}$, где под $\langle v_{др} \rangle$ понимается скорость смещения в направлении электрического поля.



Def.: Проводимость: $\sigma = en\mu$. В общем случае для двух типов носителей заряда $\sigma = en\mu_n + ep\mu_p$



Так как $n = n(T) = N_c(T) \exp\left[-\frac{W_c - W_F}{kT}\right]$ и $\mu = \mu(T)$, то $\sigma = \sigma(T) \sim e^T$. Тангенс угла наклона опять указывает на ширину запрещённой зоны.

3.5. Термисторы.

Def.: Термистор – термосопротивление, изменяющее свою величину при изменении температуры.

Металл: $\Delta R = 0,3\%$ на 1°C ($\mu = \mu(T) \sim T^{\frac{3}{2}}$) - при повышении температуры подвижность будет падать;

Полупроводник: $\Delta R = 3 - 6\%$ на 1°C ($\sigma = \sigma(T) \sim e^T$);

Def.: Болومتر – прецизионное термосопротивление, являющееся датчиком излучения (используется для мощности ТГц излучения).

Def.: Температурный коэффициент сопротивления: $\alpha = \frac{R_t - R_0}{R_0} \frac{1}{t - t_0}$

Глава 4. Движение электронов в полупроводниках.

§4.1. Уравнение Шредингера для подвижных электронов в полупроводниках.

4.1.1. Адиабатическое и одноэлектронное приближение. Теорема Блоха.

а) общий вид уравнения Шредингера

$$\hat{H}\psi = W\psi$$

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \sum_i \nabla_{r_i}^2 - \frac{\hbar^2}{2} \sum_J \frac{\nabla_{R_J}}{M_J} + V(r, R)$$

$$V(r, R) = \sum_{J < k} \frac{z_J z_k c^2}{R_{Jk}} + \sum_{i < k} \frac{e^2}{r_{ik}} - \sum_{iJ} \frac{z_J e^2}{r_{iJ}}$$

Большие буквы относятся к ядрам (J, M_J, R_J), маленькие - к электронам.

б) Адиабатическое приближение.

Пренебрегаем электроном, поскольку $m^* \ll M$, в этом случае можно убрать второе слагаемое $(-\frac{\hbar^2}{2} \sum_J \frac{\nabla_{R_J}}{M_J})$ в \hat{H} . Адиабатическое приближение означает, что у нас есть неподвижные ядра,

между которыми бегут электроны;

в) одноэлектронное приближении, метод Хартри-Фока

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla_i^2 + V_{pot}(r_i) + V_{eff}(r_i), \text{ где } V_{pot}(r_i) - \text{энергия взаимодействия с ядрами, } V_{eff}(r_i) -$$

взаимодействие с другими электронами.

7.12.24

г) **Теорема Блоха:** Если поле действует на электрон периодически (т.е. это справедливо для периодической решетки), то уравнение Шредингера преобразовывается к виду

$$\left[\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(r) \right] \varphi_k(r) = W_r \varphi_k(r),$$

где $V(r)$ – периодическое постоянное решение. И $\varphi_k(r) = U(k, r) e^{ikr}$ - модулированная плоская волна. $\varphi_k(r)$ – блоховская функция.

4.1.2. Обратная решетка.

Def.: Пространство волновых векторов k с размерностью см⁻¹, называется **пространством обратной решетки**.

Для построения обратной решётки введем базисные вектора $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}, \vec{R} = m\vec{a} + n\vec{b} + p\vec{c}$.

Свойство: - сдвиг решетки на любой из векторов \vec{R} переводит решетку в саму себя.

Введём базисные вектора обратной решётки: $\vec{a}^* = 2\pi \frac{[\vec{b}, \vec{c}]}{b[a, c]}, b^* = 2\pi \frac{[\vec{c}, \vec{a}]}{a[b, c]}, c^* = 2\pi \frac{[\vec{a}, \vec{b}]}{a[b, c]}$. Для

них справедливы следующие свойства:

$$\vec{a} \cdot \vec{a}^* = 2\pi$$

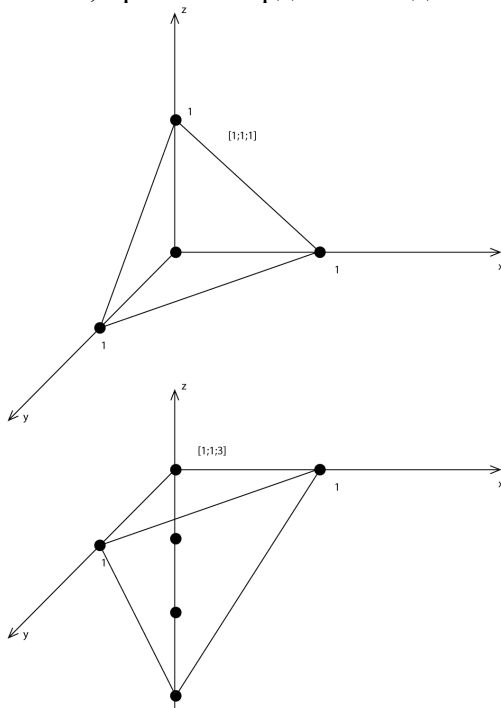
$$\vec{a} \cdot \vec{b}^* = 0$$

$$\vec{G} \cdot \vec{R} = 2\pi n, \quad \vec{G} = h\vec{a}^* + k\vec{b}^* + l\vec{c}^*$$

$$V^* = \frac{(2\pi)^3}{V}, \text{ где } V = a \cdot b \cdot c, \text{ а } V^* = a^* \cdot b^* \cdot c^*$$

4.1.3. Индексы Миллера.

Def.: Индексы Миллера определяют положение атомных плоскостей в кристаллической решетке. По определению это координаты пересечения атомных плоскостей с координатными осями, притом координаты заданы в постоянных решетках.

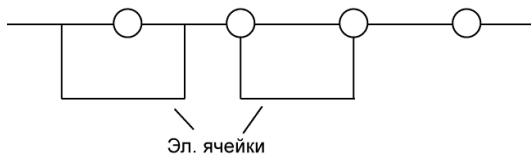


У SiGe $\{1,1,1\}$ – плоскость наилегчайшего скола.

4.1.4. Ячейка Вигнера-Зейтца.

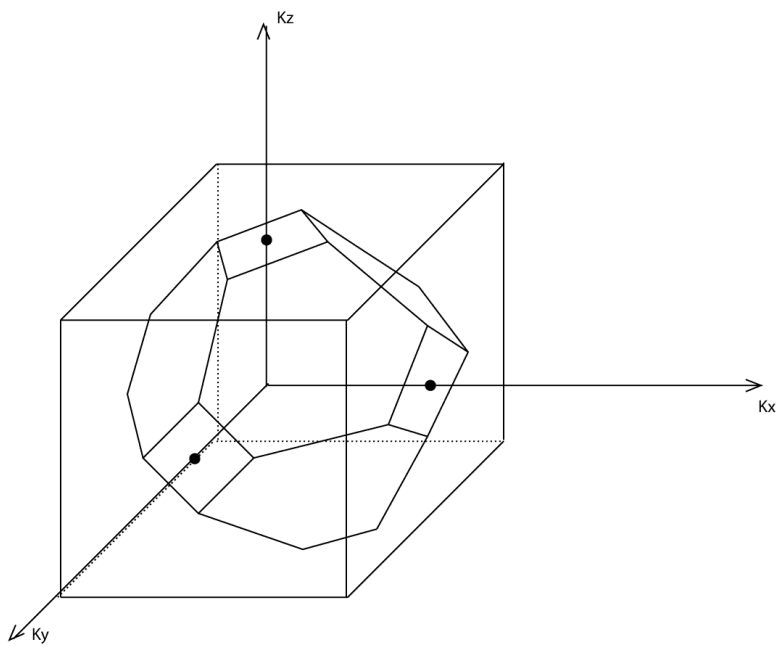
Def.: Элементарная ячейка обратной решетки называется **ячейкой Вигнера-Зейтца**.

Рассмотрим ячейку прямой решетки (элементарная ячейка прямой решетки - это кубики, из которых строится кристаллическая решетка).



Правило построения ячейки Вигнера-Зейтца:

- провести диагонали в ячейке прямой решетки, точку пересечения диагоналей выбрать началом координат;
- поделить отрезки от центра к вершинам пополам;
- через их середины провести перпендикулярные плоскости.

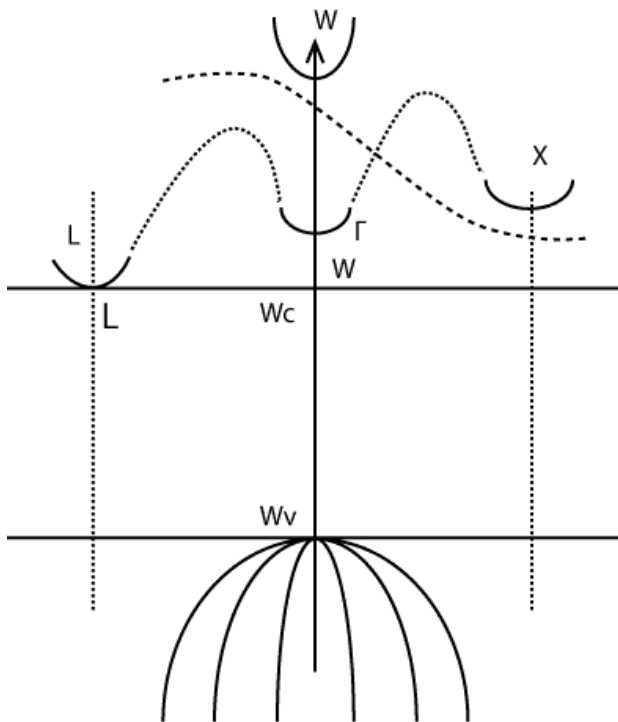


Прямоугольные грани – κ грани (6 штук), совпадают с гранями куба; шестиугольные грани – L грани (8 штук) и точка Γ (центр координат, он же центр куба). В зависимости от направления осей (ΓX или ΓL), решение уравнения Шредингера будет различным, так как расстояние до соседних атомов разные в различных направлениях. Применительно к энергетическим спектрам электронов, ячейка Вигнера-Зейтца называется **первой зоной Бриллюэна**. (см. фонон).

4.1.5. Энергетические спектры электронов.

Правила построения

Справа отложено ΓX , а влево ΓL , то есть справа и слева разные оси.



Фактически это есть дисперсионное соотношение для электронов и дырок:

$$W = W(k)$$

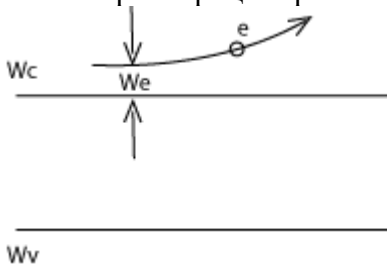
$$k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

$$p = \hbar k$$

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

Физический смысл: Если мы подставим функции Блоха в уравнение Шредингера и решим его, то получим уравнения (дисперсионную зависимость), связывающие энергию электрона и вектор \vec{k} . Вблизи минимума потенциальной энергии (днища долин, на рисунке выделены чёрным сплошным цветом) эта связь представляется классическим соотношением параболического типа. Иными словами, разгон электрона в электрическом поле мы можем рассчитывать по 21 закону Ньютона брея *постоянную* эффективную массу.

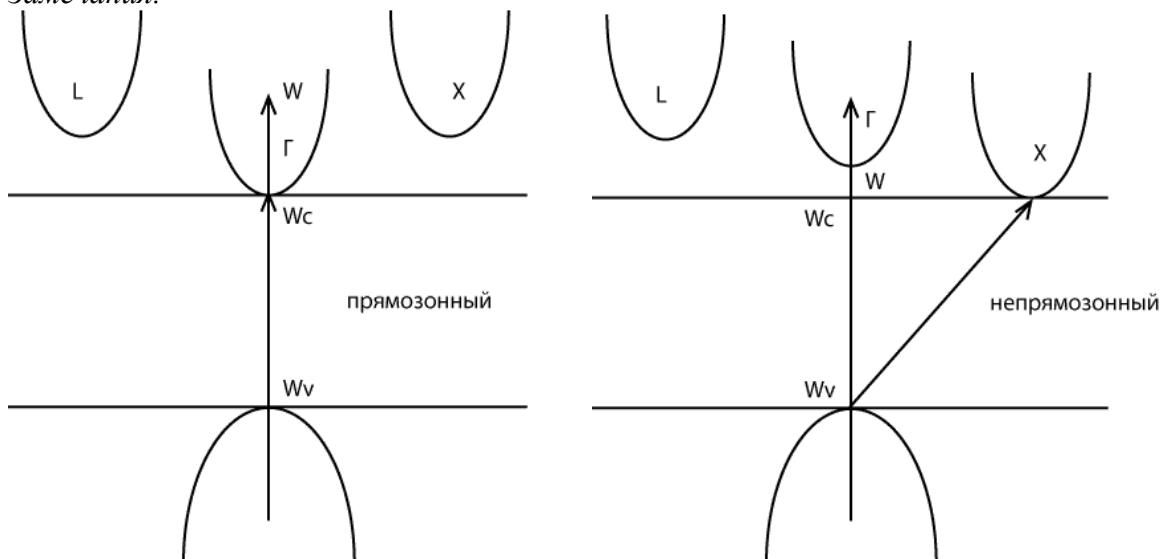
Рассмотрим процесс разгона электрона в электрическом поле.



Wv

Электрон движется вдоль дна зоны проводимости (по оси x). Набирая энергию, он начинает уходить от оси. Т.к. меняется энергия – меняется и длинн волны – значит меняется волновой вектор. Таким образом, дисперсионная характеристика связывает энергетические и волновые характеристики электрона.

Замечания:



- для Ge и Si (рисунок справа) минимум энергии в зоне проводимости не совпадает с минимумом энергии для дырок в валентной зоне, поэтому такие полупроводники называются *непрямозонными*;
- для дырок энергия отсчитывается вниз;
- GaAs – наоборот, есть совпадение минимумов энергии, такие п/п называются *прямозонными*;
- если электрического поля в полупроводнике нет, то электроны и дырки находятся в окрестности минимума энергии. При наличии электрического поля они начинают разгоняться и могут перейти в другие долины;

- долинами называются локальные минимумы энергии;
- перейти из одной долины в другую электрон может только столкнувшись с фононом и скачком поменяв волновой вектор \vec{k} . При этом электрон может либо попасть в другую долину (в минимум), либо же просто получить некоторое смещение по скорости, т.е. переход из одной долины в другую – это чисто статистическая характеристика, мы можем лишь создать предпосылки для перехода.
- при переходе избыток кинетической энергии переходит в потенциальную; также возможен переход в несмежные долины;
- в разных долинах электроны имеют разную эффективную массу: в Γ долине она самая маленькая, в остальных в несколько раз больше;

4.1.6. Эффективная масса.

Def.: Эффективная масса - мера инертности электронов и дырок при их разгоне в электрическом поле, которая определяется из дисперсионной характеристики по следующей формуле:

$$\frac{1}{m_{ij}^*} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{\partial^2 W(k)}{\partial k_i \partial k_j}$$

Замечания:

- имеется ввиду разгон на бесстолкновительном участке;
- для параболических зависимостей энергии W от вектора \vec{k} (дно ямы) эффективная масса константа. Поскольку в разных долинах кривизна параболы разная, то и константа разная;
- в общем случае эффективная масса это тензор;
- в зависимости от направления тока в полупроводниковых приборах эффективная масса будет разной и ток тоже – имеет место анизотропия;

	характеристика	электрон в вакууме	электрон в твердом теле (кристалле)
1	Ψ	$\Psi = e^{i\vec{k}\vec{r}}$	$\Psi = U(\vec{k}, \vec{r}) e^{i\vec{k}\vec{r}}$
2	W	$W = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0}$	$W(k)$ – дисперсионная характеристика
3	p	$p = \hbar k$	$p = \frac{m^*}{\hbar^2} \nabla_k W(k)$
4	m_0	m_0	$\frac{1}{m_{ij}^*} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{\partial^2 W(k)}{\partial k_i \partial k_j}$

4.1.7. Зачем нужны дырки? Что такое эффективная масса.

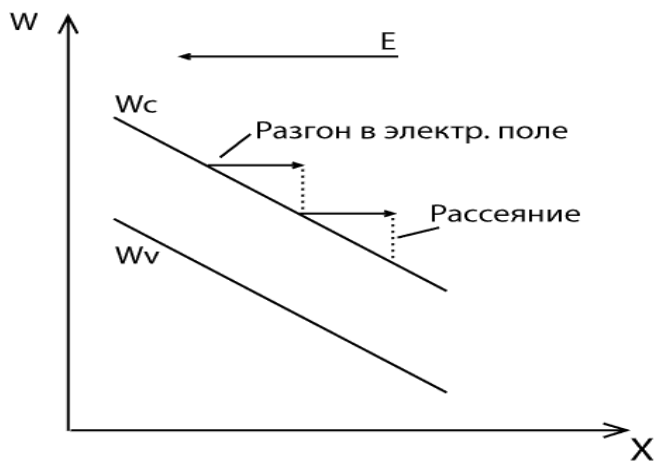
$$\frac{3}{2} kT = \frac{mV^2}{2} \Rightarrow V \sim 10^3 \frac{cm}{s}$$

$$mV = \hbar k \Rightarrow \lambda \sim 10 \text{ нм}$$

Постоянная решетки $a = 0,2 \div 0,3 \text{ нм}$

Выводы:

- электрон как пакет электромагнитных волн при движении пропускает сквозь себя атомы, и мы это описываем с помощью эффективной массы;
- около дна зоны проводимости (или потолка валентной зоны) можно пользоваться постоянной массой, так как носитель заряда находится на дне нижней долины. Переход в верхние долины чаще рассматривается для AsGa и InP.
- движение электрона в электрическом поле изображается следующим образом:



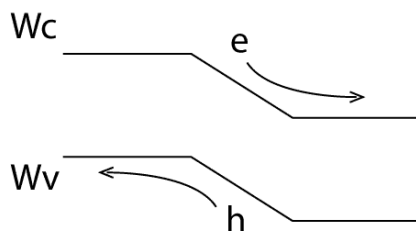
Примечания к рисунку:

Стрелочки – разгон электрона, пунктирной линией показано рассеяние и передача части энергии фонону.

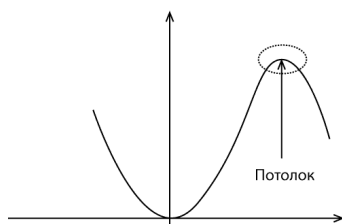
Замечания:

- по вертикальной оси отложена полная энергия электрона. При разгоне часть потенциальной энергии электрона переходит в кинетическую. Расстояние по вертикали от дна зоны проводимости до электрона – кинетическая энергия.
- области на зонной диаграмме, где зона проводимости и валентная зона наклонены, соответствуют областям, где есть электрическое поле;

Si $E=0$	$E>0$	$E=0$
-------------	-------	-------



- направление электрического поля по зонной диаграмме легко определить по движению носителей заряда;
- в узкозонных материалах электрон может дойти до потолка зоны проводимости и отразиться от него (в этом случае будет не рассеяние, а колебания). Такого сорта колебания называются *блоховскими* осцилляциями.
- отражение возникает из-за того, что у потолка зоны проводимости эффективная масса электрона отрицательна (отрицательная масса – следствие решения уравнения Шредингера):



- для дырок тоже самое происходит около потолка валентной зоны, т.к. там аналогичная дисперсионная характеристика;

- работать с отрицательной массой неудобно, поэтому вводят дырку – квазичастицу с положительным зарядом и некой положительной эффективной массой. Энергия для дырок отсчитывается вниз.
- вблизи дна зоны проводимости электроны имеют положительную массу и отрицательный заряд. В принципе электрон не может подняться до потолка зоны проводимости – он просто раньше рассеется, поэтому это чисто мысленный эксперимент. А вот для дырок такое возможно, так как они могут достигать потолка валентной зоны;
- при полностью заполненной валентной зоне (отсутствие дырок) электроны никуда не смещаются и тока не создают;
- поскольку плотность состояний в разрешенной зоне приблизительно одинакова в большинстве полупроводников, то ширина разрешенных зон будет определять плотность состояний и, как следствие, величину эффективной массы;

§4.2. Движение носителей заряда в полупроводниках.

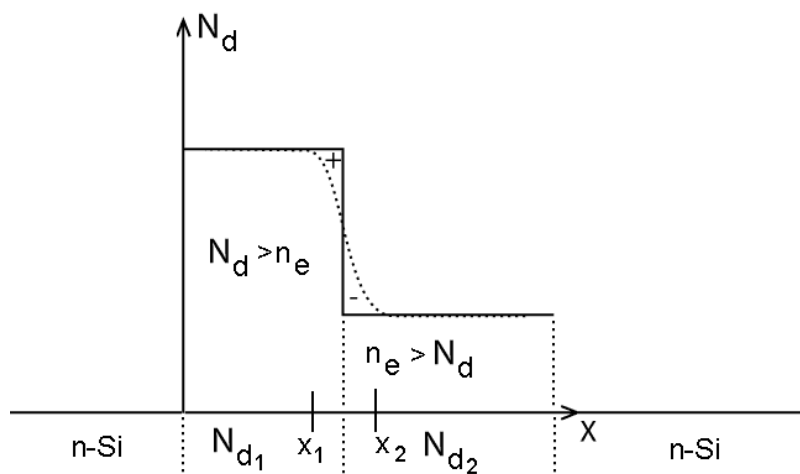
4.2.1. Движение носителей заряда при отсутствии электрического поля.

а) $\frac{3}{2}kT = \frac{m\overline{V_e^2}}{2} \Rightarrow V_e \sim 10^7 \frac{\text{см}}{\text{с}} \Rightarrow T_e \approx 300\text{K}$, то есть можно ввести температуру электронного газа.

Замечание:

- кристаллическая решетка является резервуаром для электронов с определенной теплоемкостью. Теплоемкость электронного газа и решетки *не* совпадают. Можно использовать классический аналог - идеальный газ в невырожденном случае;
- электронный газ может сбрасывать тепло в кристаллическую решетку как в холодильник;

б) хаотическое тепловое движение электронов в полупроводнике при неоднородном легировании.



Обозначения:

n – Si – электронный тип

p – GaAs – дырочный тип

i – Ge – собственный пот проводимости (специально не легированный)

Замечания:

- там где электронов меньше, чем доноров есть “+” заряд, там где их больше появляется “—”.
- Т.о. на границе возникает электрическое поле;

- равновесное состояние – это динамическое равновесие между дрейфовым током в электрическом поле и диффузионным током, обусловленным градиентом концентрации.

$[q]=\text{Кл}$, $[V]=\text{см/с}$, $[n]=1/\text{см}^3$, $[j]=\text{Кл/с}\cdot\text{см}^2$

$\vec{j} = en\vec{V}$ - плотность электрического тока электронов, обусловлена и диффузией, и дрейфом;

Для диффузии: $x_1: j_1 = e \cdot n_1 \cdot V_{\text{тепл}}$, $x_2: j_2 = e \cdot n_2 \cdot V_{\text{тепл}}$

$j_{\text{диф}} = j_1 + j_2 = e \cdot V_{\text{тепл}} \cdot (n_1 - n_2)$

Замечания:

- речь идет только о тепловом движении;

- (!!!!!) не надо путать действие силы кулона с хаотическим тепловым движением, нас интересует именно тепловое движение:.

$$j_{\text{диф}} = e \cdot V_{\text{тепл}} \frac{\Delta x(n_1 - n_2)}{\Delta x}$$

$$j_{\text{диф}} = e \cdot D \frac{dn}{dx}, \text{ где } [D] = \text{см}^2/\text{с} - \text{коэффициент диффузии.}$$

$$D = V_{\text{тепл}} \cdot \Delta x$$

- поскольку тепловые скорости электронов хаотизированы, то диффузионный ток определен разностью потоков слева направо и справа налево. Если концентрации справа и слева равны, то диффузионный ток равен нулю. Наличие градиента вызывает диффузионный ток.

- понятие диффузии справедливо когда градиент концентрации мал на длине свободного пробега.

4.2.2. Движение носителей заряда при поле от 0 до 1 кВ/см.

Физический смысл: Здесь и далее мы будем пользоваться квазистатическим приближением с точки зрения электрического поля, то есть $V_{\text{эл.поля}} \approx c/E \approx 10^9 \text{ см/с}$, $V_{\text{эл.тепл.}} \approx 10^7 \text{ см/с}$, $V_{\text{max}} \leq 10^2 \text{ см/с}$. Поле в полупроводнике распространяется мгновенно по сравнению с носителями заряда, поэтому можно использовать квазистатическое приближение. Поле мгновенно отслеживает движение носителей заряда.

Замечание:

- при таком диапазоне полей (при $0 \leq E \leq 1 \text{ кВ/см}$) $V_{\text{др}} < V_{\text{тепл}}$

$$\left. \begin{aligned} \text{div} \vec{E} &= 4\pi\rho \\ \vec{E} &= -\nabla V \end{aligned} \right\} \Rightarrow \Delta V = 4\pi e(N_D + p - N_A - n)$$

а) движение электронов в поле

Движение электронов в поле в полупроводнике является самосогласованной задачей: поле толкает электроны, а перемещение зарядов меняет поле.

Граничные условия:

$V_{\text{конт}} = \text{const}$

$$\underbrace{\frac{\partial V}{\partial x}; \frac{\partial V}{\partial y}; \frac{\partial V}{\partial z}}_{\frac{\partial V}{\partial n} = 0} = 0$$

б) рассеяние носителей заряда:

1) механизм:

- на акустических фононах;
- на оптических фононах;
- на ионах примеси;
- на нейтральных дефектах;
- на поверхностях (гетеропереходах, граница полупроводник – воздух)

2) частота рассеяния λ связана с длиной пробега:

$$l_{св.пр.} = \frac{\langle V \rangle}{\sum_i \lambda_i}, \lambda_i - \text{частота _ рассеяния (раз _ в _ секунду)}$$

$$l_{св.пр.} = \langle V \rangle \tau_{св.пр.}$$

$l_{св.пр.}$ – длина между столкновениями.

3) подвижность

$$\mu = \frac{\langle V \rangle}{E}$$

Согласно II закону Ньютона:

$$e\vec{E} = m_e^* \vec{a}$$

$$\vec{a} = \frac{e}{m_e^*} \vec{E}$$

$$V_{нач} = 0, V_{кон} = a \tau_{св.пр.}$$

$$\langle V \rangle = \frac{V_{кон} + V_{нач}}{2}$$

$$\langle V \rangle = \frac{e\tau}{2m^*} \vec{E}$$

$$\mu = \frac{e\tau}{2m^*}, \text{точное _ решение} - \mu = \frac{e\tau}{m^*}$$

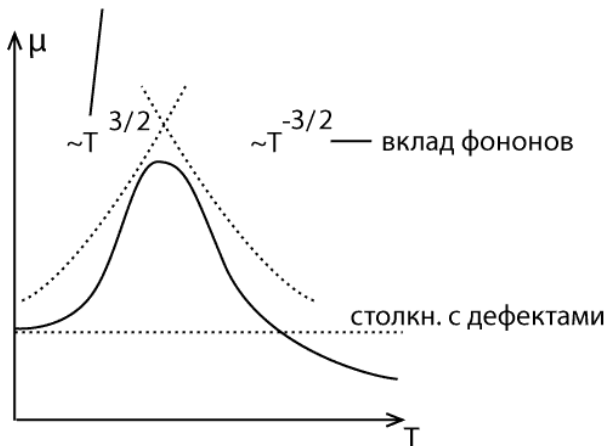
$$\sigma = en\mu$$

4) *проводимость*: в общем случае для носителей заряда обоих знаков запишется как

$$\sigma = en\mu_n + er\mu_p$$

в) зависимость подвижности от температуры:

расс. на ионах донора



$$\frac{1}{\mu} = \sum_i \frac{1}{\mu_i}$$

$$\mu_i = \frac{e\tau_i}{m^*}$$

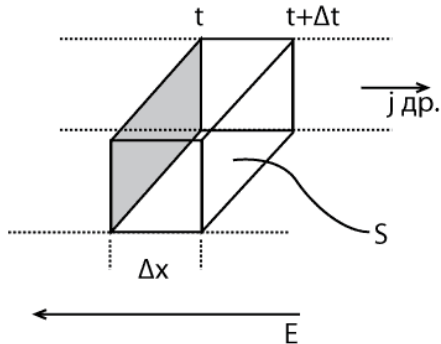
Физический смысл первого выражения в том, что рассеяние электронов и дырок – это статистически независимые процессы. Индексы показывают, что это все парциальные величины, соответствующие своим частотам.

$T^{-3/2}$ – парциальный вклад рассеяния на фононах

$T^{3/2}$ – парциальный вклад рассеяния на ионах доноров

Const – рассеяния на нейтральных дефектах

г) плотность дрейфового тока:



$$I = \frac{enV}{\Delta t} = \frac{enS\Delta x}{\Delta t}$$

$$V - \text{объем}, [V] = \frac{Kл}{с}$$

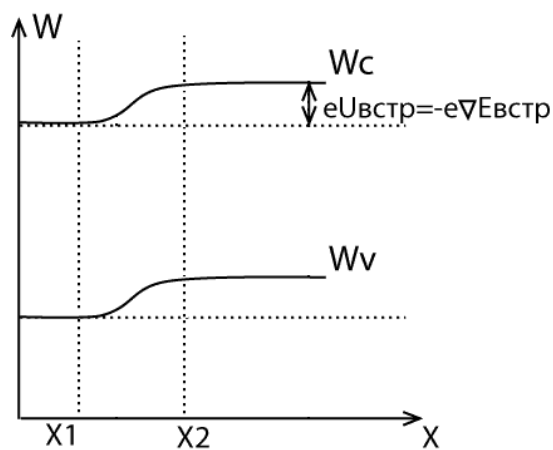
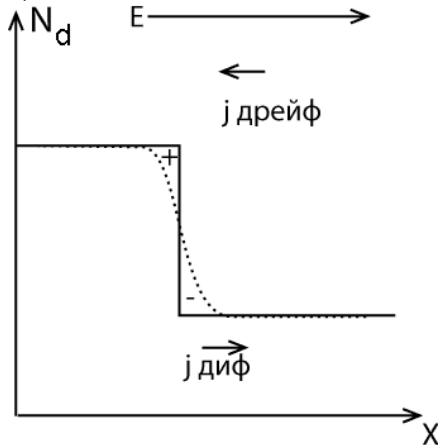
$$\vec{j} = \frac{\vec{I}}{S} = en\vec{V} = en\mu\vec{E} = \sigma\vec{E}$$

д) общее выражение для плотности тока

$$\vec{j}_n = en\mu_n\vec{E} + cD_n\nabla n$$

$$\vec{j}_p = ep\mu_p\vec{E} - cD_p\nabla p$$

е) соотношение Эйнштейна



$$j_{др} = j_{диф}$$

$$n\mu_n E_{встр} = -D_n \frac{dn}{dx}$$

$$U_{встр} = -\nabla E_{встр}$$

$$n = N_c e^{\frac{(W_c + U - F)}{kT}} = n_0 e^{\frac{eU}{kT}}$$

$$n_0 = N_c e^{\frac{W_c - F}{kT}}$$

Физический смысл: по мере роста потенциала концентрация падает (доноры удерживают электроны в левой части перехода, там где концентрация выше (при помощи электрического поля))

$$-\mu_n n_0 e^{\frac{eU}{kT}} \frac{dU}{dx} = -Dn \frac{en_0}{kT} e^{\frac{eU}{kT}} \frac{dU}{dx}$$

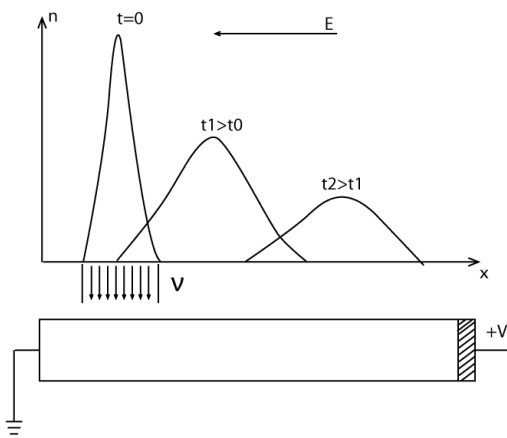
$$D_n = \frac{kT}{e} \mu_n (*)$$

(*) – Соотношение Эйнштейна.

Замечания:

- соотношение выведено для состояния равновесия. Оно плохо работает в полях более 1 кВ/см.
- физический смысл соотношения связано с тем, что тепловая компонента скорости у электронов гораздо больше дрейфовой, поэтому характер движения электрона как при диффузии, так и при дрейфе близок к броуновскому со слабым смещением в сторону тока.
- если рассматривать равновесие, компоненты направленного движения (диффузионного и дрейфового) уравниваются, а броуновское остается;

ж) диффузия и дрейф в электрическом поле



$$t=0 P_{hv} > 0$$

$$t > 0 P_{hv} = 0$$

Примечание к рисунку:

Токи: - дрейфовый

а) перемещение в электрическом поле вправо;

б) расталкивание электронов;

в) взаимодействие с заряженными дырками (если есть)

- диффузия, за счет градиента концентрации (для дырок и электронов оцен. по разному);

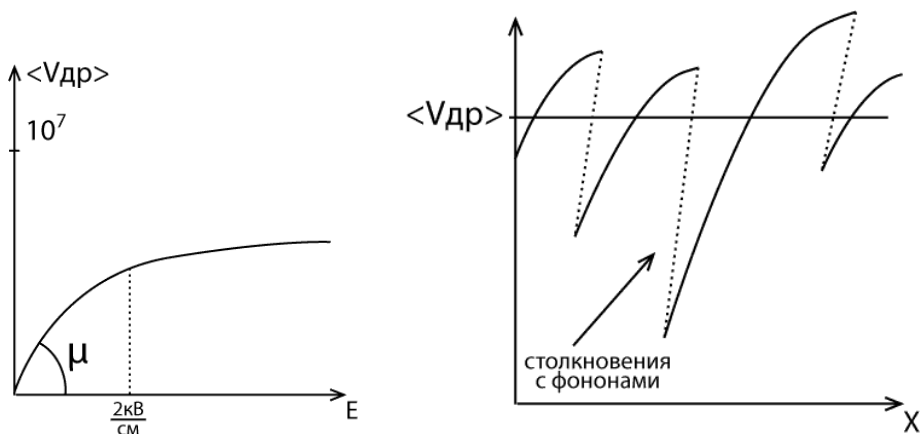
Суммарный ток будет суммой всех токов.

4.2.3. Движение носителей заряда в полях много больше 1 кВ/см

а) взаимодействие с оптическим фоном.

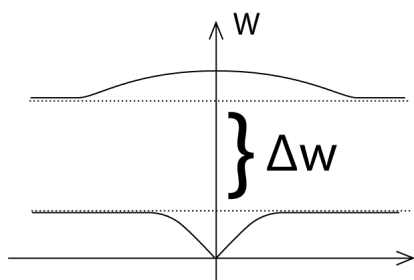
$$\frac{3}{2} kT = \frac{mV^2}{2} \Rightarrow V_{мен} = 10^7 \text{ см/с}$$

$$V_{оп} = \mu E = 3000 \frac{\text{см}^2}{\text{Вс}} \cdot 2000 \frac{\text{кВ}}{\text{см}} = 10^7 \text{ см/с}$$



Чем больше поля, тем носители сталкиваются чаще (на графике зависимости средней дрейфовой скорости электронов от поля - сперва идёт почти линейный рост, затем быстрое насыщение). Чем больше скорость электронов, тем больше происходит столкновений их с атомами кристаллической решётки – электроны быстро отдают своё тепло в кристаллическую решётку.

Вопрос: Почему взаимодействие с фононами усиливаются в сильных полях?



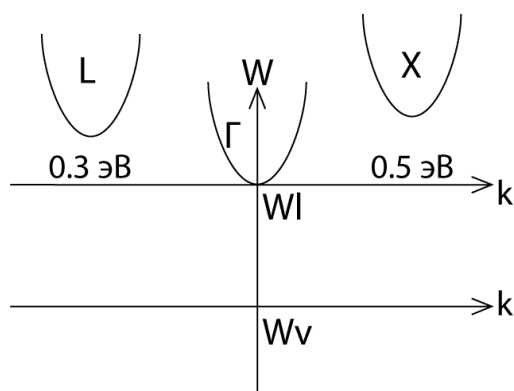
$$W_{af} \approx 0,003 \text{ эВ} \approx 0,1 kT$$

$$W_{of} \approx 0,03 \text{ эВ} \approx kT$$

$$W_{af}^{min} = \hbar \omega_{of}^{min}$$

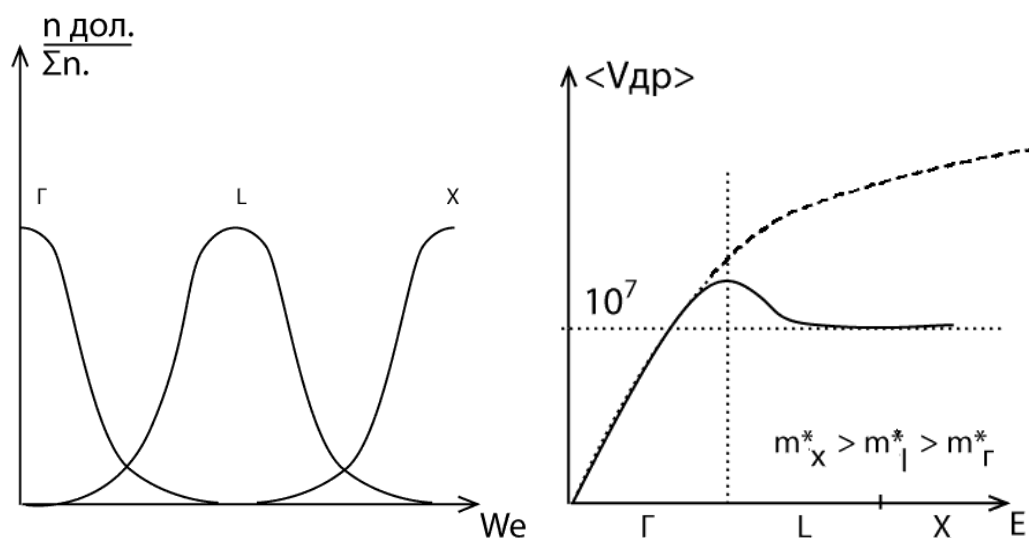
Физический смысл: когда дрейфовая скорость начинает достигать тепловую, а энергия, набираемая за время свободного пробега, порядка kT , электроны при столкновении испускают оптический фотон. Поскольку оптический фотон имеет порог минимальной энергии при которой их можно испустить, то при меньших энергиях электрона ($E < 1 \frac{k_B}{cm}$) оптические фононы могут только поглощаться, так что сброс энергии в решетку значительно меньше, поэтому на графике $\mu(E)$ правее точки 1 кВ/см наблюдается быстрое насыщение;

б) междолинные переходы носителей заряда под действием электрического поля



$$m^*_L \approx 5m^*_\Gamma$$

$$m^*_X \approx 10m^*_\Gamma$$



Если бы не было междолинных переходов, то экстремума не было бы, зависимость была бы такой, как показано пунктирной линией на правом рисунке.

Физический смысл: при увеличении напряжения электрического поля средняя энергия электронного газа и $\langle V_{др} \rangle$ растут, электрон переходит в более высокие энергетические долины, при этом скачком меняя свою массу. В результате на зависимости $V_{др}(E)$ появляется экстремум, а скорость плавно падает до 10^7 и даже меньше. Как такового насыщения нет, просто зависимость очень плавная. Чем больше We , тем больше электронов переходит в другие (более высокие) долины.

Замечания:

- участок с отрицательным наклоном соответствует отрицательной дифференциальной проводимости образца (можно сделать генераторный диод);
- в полупроводнике типа кремния и германия, междолинные переходы происходят слабо, поэтому вид зависимости $V(E)$ плавный, без экстремумов. Большой зазор между долинами подавляет переходы.

в) теплоемкость электронного газа.

$C_{эл.газа} \ll C_{кр.реш.}$

Оценить можно как у идеального газа \Rightarrow Характерное время нагрева газа много меньше чем время разогрева решетки, значит в импульсном электрическом поле разогревается только электронный газ, а решетка нет. Поэтому в импульсных электрических полях можно организовать обратимый пробой полупроводника.

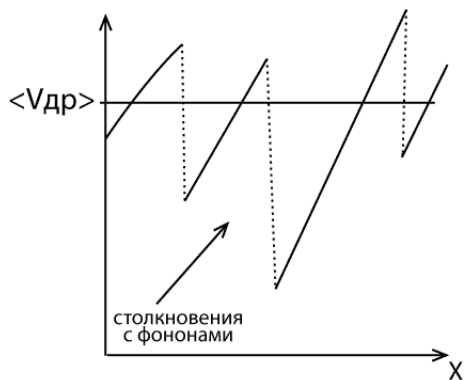
Def.: Пробой – резкое увеличение числа электронов и дырок из-за разрыва валентных связей.

Причины:

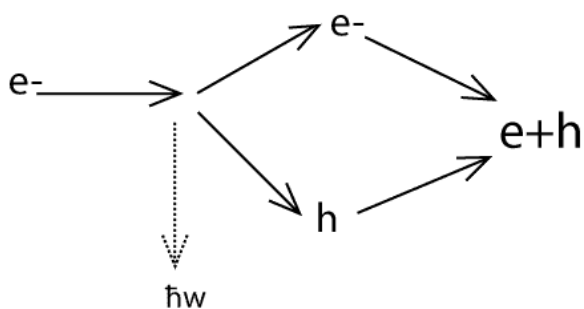
- импульсные электрические поля (ударное действие горячих электронов);
- разрыв валентных связей непосредственно электрическим полем (пробой Зинера);
- за счет импульса света – оптический пробой;
- за счет импульса температур (необратимый пробой);

4.2.4. Движении носителей заряда при полях много больше 100 кВ/см. Явление пробоя.

а) лавинный пробой



Максимальная скорость электрона соответствует энергии больше ширины запрещенной зоны, тогда при ударе о кристаллическую решетку генерируется не только оптический фонон, но и разрывается валентная связь.

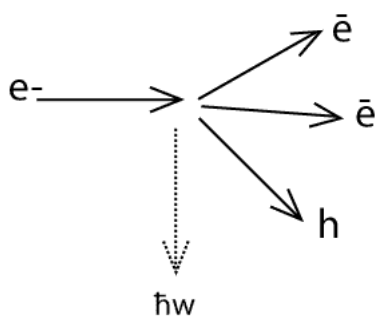


Примечание к рисунку: после генерации электрон и дырка рекомбинировали, пробоя при этом не произошло.

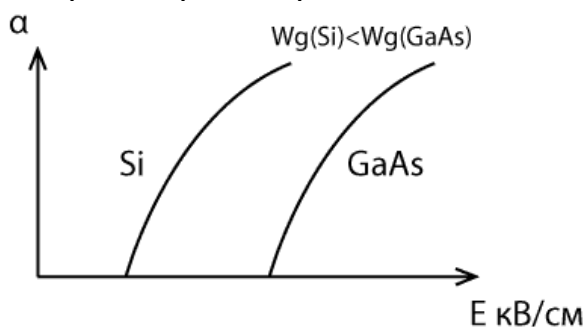
Первичный электрон может встроиться в кристаллическую решетку, тогда пробоя нет.

Def.: Коэффициент ударной ионизации – количество электронно-дырочных пар, которое генерирует один электрон на 1 сантиметре пути.

Ударная ионизация



Коэффициент ударной ионизации α при одинаковом поле меньше у того полупроводника, у которого ширина запрещенной зоны больше.



б) тепловой пробой

Развитие пробоя:

пусть из-за большого поля возникает лавинный пробой, ток растет, следовательно, растет температура (и газа и решётки). Это приводит к уменьшению ширины ЗЗ (кристаллическую решетку ионизировать легче), следовательно, коэффициент ударной ионизации растет, а значит растёт и ток – итерация повторяется снова и т.д.

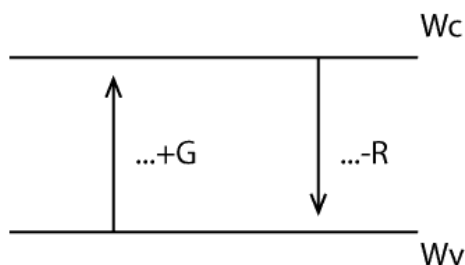
Замечания:

- поскольку тепловой пробой расплавляет кристаллическую решетку, он необратим.
- в области дефектов ионизировать материал легче, поэтому явление пробоя часто возникает вдоль поверхностей, скопления примесей и т.д.);.

в) учет явлений пробоя в уравнении непрерывности.

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{1}{e} \operatorname{div} \vec{j}_n + G - R$$

$$G = \alpha(E)_n \mu_n + \alpha(E)_p \mu_p$$



4.2.5. Локальная и нелокальная связь электрического поля с дрейфовой скоростью.

а) локально-полевое диффузионно-дрейфовое приближение.

Def.: Локально-полевое приближение описывает движение заряда использует строгую зависимость $\langle V_{др}(E) \rangle$

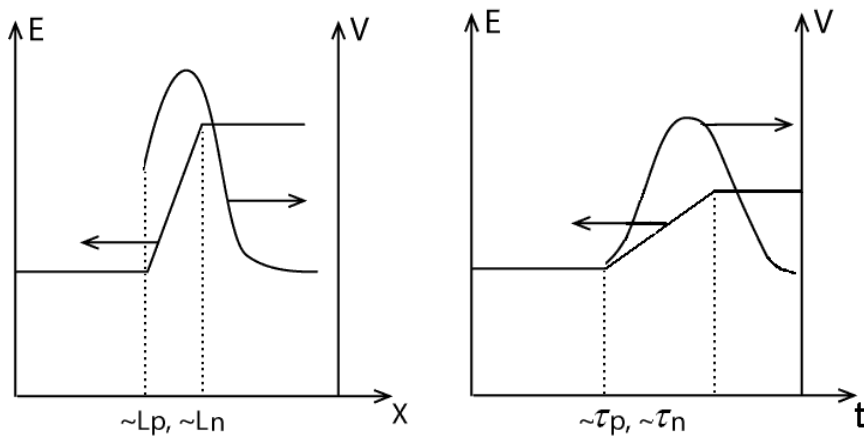
Def.: Диффузионно-дрейфовое приближение описывает движение носителей заряда с помощью введения диффузионного и дрейфового токов.

$$\begin{cases} \Delta v = 4\pi e(N_d + p - N_a - n) \\ \frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{1}{e} \operatorname{div} \vec{j}_n + G - R \\ J_n = \underbrace{en\mu_n E}_{enV_{др}(E)} + eD_n(E)\nabla n \end{cases}$$

Замечания:

- в случае наличия дырок необходимо решать дополнительно два уравнения для дырок;
- поскольку перемещение заряда изменяет электрическое поле, то задача самосогласованная, то есть надо решать систему уравнений, а не уравнения по отдельности;
- это приближение хорошо работает при размерах полупроводника 1 мкм и больше (приборы средней и большой мощности для 1 ГГц);
- эффект всплеска скорости;

Def.: Эффектом всплеска скорости называется резкое увеличение дрейфовой скорости заряда, который наблюдается в резко неоднородных полях с характерным масштабом порядка длин релаксации импульса и энергии;



Причины возникновения:

- бесстолкновительный пролет носителей заряда в большом поле возникающий для всех носителей в одном и том же месте с координатой x . Эффективная масса электронов зависит от их энергии, там где скорость максимальна - масса мала.

Преимущества:

- малые шумы;
- большая частота отсечки;
- возможность реализации заданной функции распределения электронов по энергии

Такие приборы называются баллистическими и для их моделирования используют квазигидродинамическое приближение;

4.2.6. Уравнение баланса энергии и импульса электрон (квазигидродинамическое приближение).

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{e} \operatorname{div} \vec{j}_n$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial(W_e n)}{\partial t} &= W_e \frac{\partial n}{\partial t} + n \frac{\partial W_e}{\partial t} \\ W_e \frac{\partial n}{\partial t} &= \frac{1}{e} W_e \operatorname{div} \vec{j}_n \end{aligned} \right\} \Rightarrow n \frac{\partial W_e}{\partial t} = n \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{m V^2}{2} \right) = n m^* \vec{V} \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} = m^* n \vec{V} \vec{a} = e n \vec{V} \vec{E} - n \vec{V} \vec{F}_{\text{реш}}$$

$$m \vec{a} = e \vec{E} - \vec{F}_{\text{реш}}$$

$$m \frac{\partial W_e}{\partial t} = (\vec{j}_n \vec{E}) - \frac{n(W_e - W_0)}{\tau_W}$$

Смысл последнего слагаемого заключается в сбросе энергии электрона в кристаллическую решетку. Если $E=0$, то решение будет экспоненциальным, описывает спадание от W_e до $W_0 = 3kT_{\text{комн}}/2$.

$$\vec{j}_n = en\mu\vec{E} + \nabla(D_n n)$$

$$\vec{j}_{Wn} = nW_e\mu\vec{E} = e\nabla(D_n nW_e)$$

Замечание: - W_e – средняя энергия на один электрон.

$$\frac{\partial(W_e^n)}{\partial t} = \frac{1}{e} \operatorname{div} \vec{j}_W + (\vec{j} \vec{E}) - n \frac{W_e - W_0}{\tau_W(W_e)}$$

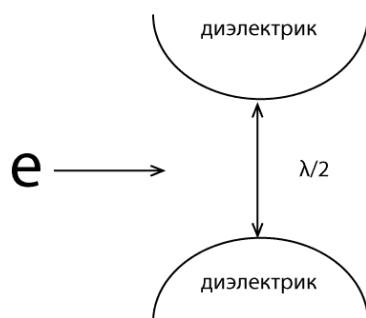
Причины изменения W_e :

- первое слагаемое – перетекание электронов (втекает больше, чем вытекает);
- второе слагаемое – за счет разогрева в электрическом поле;
- третье слагаемое – потери за счет столкновений с кристаллической решеткой;

$$\frac{\partial m^*(W_e) \vec{V}}{\partial t} = -e \vec{E} - \frac{m^* \vec{V}}{\tau_p(W_e)} - \text{баланс импульса};$$

Физический смысл системы двух уравнений и замечания:

- если задаем $E(x)$ ($E(t)$), то решая эту систему можно получить зависимость $W_e(x)$ ($W_e(t)$) и $\langle V_{\partial p}(x) \rangle$ ($\langle V_{\partial p}(t) \rangle$);
- в результате получим картину движения одного усредненного электрона;
- результат расчета не содержит информации о хаотическом движении газа – в этом и заключается суть квазигидродинамического приближения;
- характерный масштаб порядка несколько длин свободного пробега, что приблизительно 20-30 нм.
- если хотим рассчитать прибор с размером порядка длины волны электрона, то надо моделировать свободный пробег, прерываемый столкновением и этот метод получил название метод Монте-Карло;

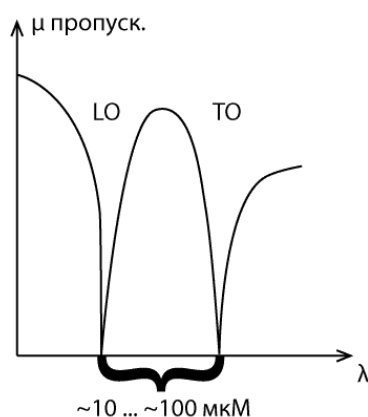


В зависимости от длины волны электрона он может пройти ($\lambda < \lambda_0$), а может не пройти ($\lambda > \lambda_0$). Для моделирования движения электрона по образцу, содержащему вкрапления другого химического состава, размеры которых сравнимы с длиной волны электрона, необходимо решать уравнение Шредингера (необходимо дополнить квазигидродинамическое приближение уравнением Шредингера).

§4.3. Действие излучения на полупроводник. Неравновесные процессы в полупроводниках.

4.3.1 Поглощение электромагнитного корпускулярного излучения в полупроводниках.

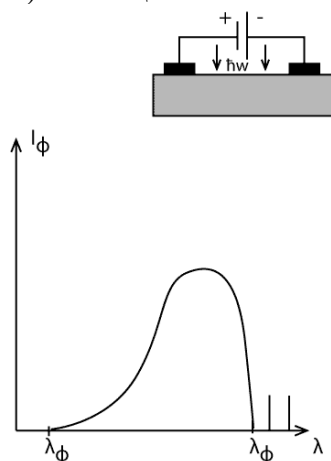
а) СВЧ и ИК излучение



Примечание к рисунку:

- LO- продольные оптические фононы, TO – поперечные оптические фононы
 - существуют длины волн, где излучения нет;
- Видимый свет 0,4-0,7 мкм

б) поглощение ближнего ИК и УФ излучения (0,1...10 мкм)



Примечание к рисунку: - кристалл, который облучается светом на схеме –кремниевая подложка;

Описание эффекта: кванты излучения разрывает валентные связи, порождая электронно-дырочные пары - это внутренний фотоэффект.

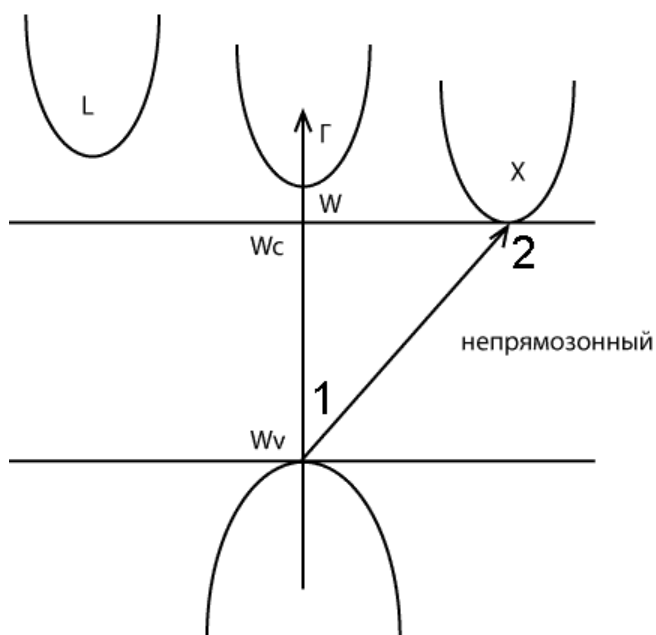
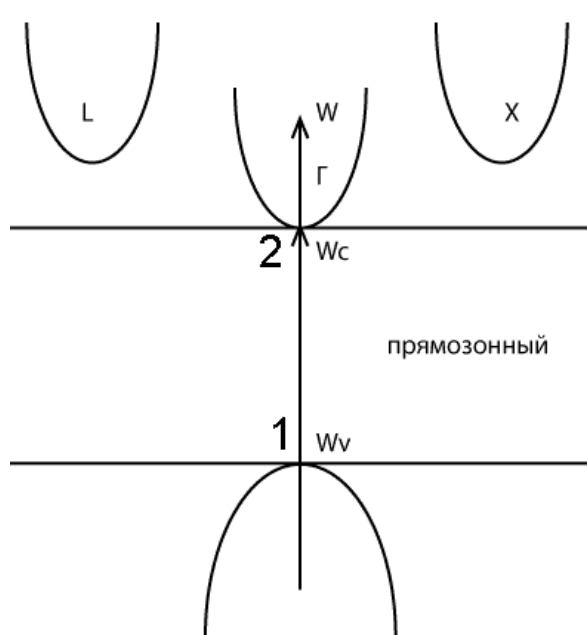
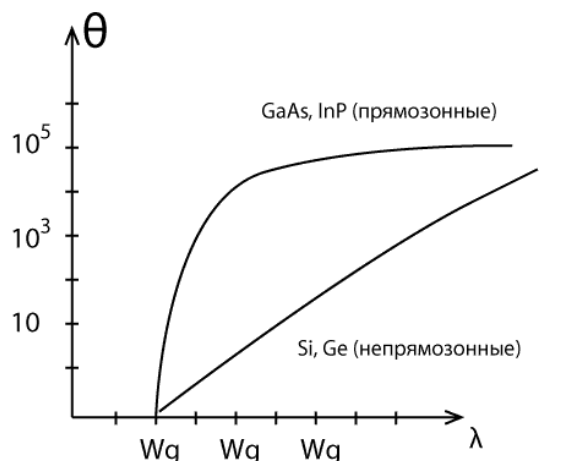
Замечания:

- $h\nu = W_g$ - красная граница фотоэффекта,
- λ_ϕ - фиолетовая граница фотоэффекта;

- спад зависимости $I_{\phi}(\lambda)$ при уменьшении λ связан с очень высоким коэффициентом поглощения, когда электронно-дырочные пары рождаются в приповерхностном слое (10-100нм) много меньше длины волны излучения. Так как концентрация высока и много поверхностных дефектов, эффективно идет рекомбинация (электроны и дырки не доходят до контактов). При $\lambda < W_g$ все равно можно детектировать фото ток, связанный с ионизацией примесных энергетических уровней.

- метод фототока (фотопоглощения, фотопроводимости, фотолюминесценции) используют для анализа спектрального состава примесей полупроводника;

Def.: Квантовый выход (θ) – это количество электронно-дырочных пар, образованных одним фотоном.



Замечания:

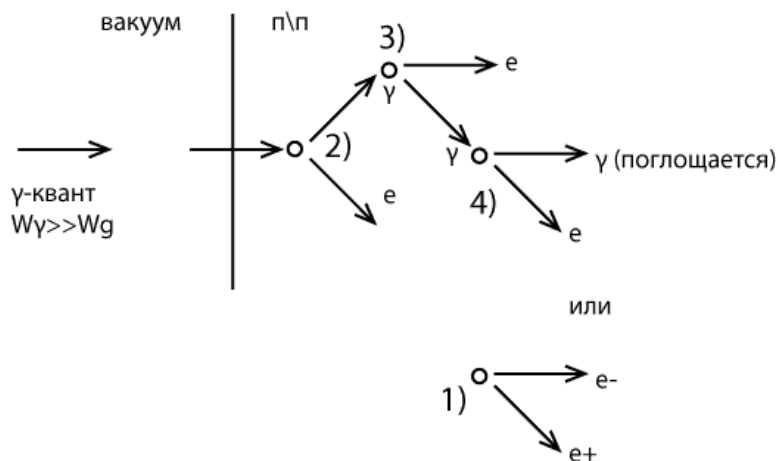
- стрелкой обозначен переход из 1 в 2 (из валентной зоны в зону проводимости) при поглощении кванта света, в валентной зоне при этом образуется дырка.

- физический смысл: в прямозонных полупроводниках благодаря тому, что вектор k электрона и дырки до и после взаимодействия одинаковы, вероятность процесса гораздо выше, чем для не прямозонных, где вектор k в 1 и 2 существенно разный. Другими словами в не прямозонных

полупроводниках необходимо сгенерировать оптический или акустический фонон, и только тогда закон сохранения импульса будет выполнен.

С точки зрения поглощения эффект количественный, поэтому фотодетекторы делают и на тех и на других полупроводниках. Для излучения пригодны только прямозонные полупроводники, в не прямозонных избыток энергии будет сбрасываться в кристаллическую решетку.

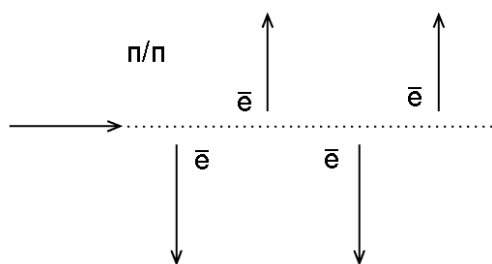
в) поглощение рентгеновского и гамма излучения.



Примечания к рисунку:

- 1) рождение электронно-позитронной пары, ЗСИ сохраняется;
- 2) эффект Комптона, рассеяние кванта с выбиванием электрона;
- 3) фотоэффект, квантовое поглощение, вылетают быстрые электроны, а атом возбужден, так как электрон в нижней оболочке. Возбуждение снимается переходом с верхних оболочек на нижние и испусканием кванта света
- 4) внутренний фотоэффект

г) поглощение легких заряженных частиц (электронов).

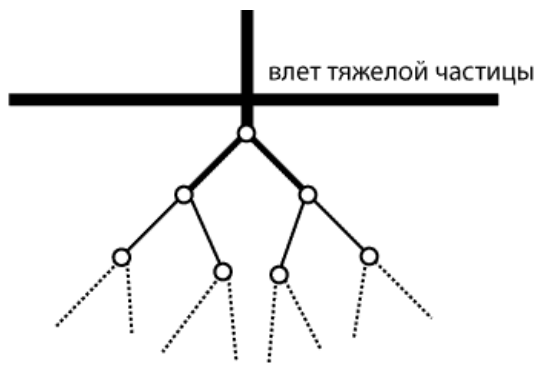


Описание процесса:

- быстрые электроны в токе не участвуют, пролетая через материал, они лишь ионизируют вторичные электроны. Вторичные электроны уже несут ток. Они имеют энергию $\sim kT$ и излишки её сбрасывают в кристаллическую решетку. Детектировать рентгеновские γ кванты можно фотодетектором.

д) тяжелые частицы (протоны, нейтроны)

Так как масса частицы сопоставима с массой атома полупроводника, а их энергия много больше энергии дефектообразования ($W_{\text{диф}} \sim 10..20$ эВ), то частица, попадая в полупроводник, генерирует каскад столкновений.



4.3.2. Неравновесные процессы в полупроводниках.

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{1}{e} \operatorname{div} \vec{j}_n + G_n - V_n$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{e} \operatorname{div} \vec{j}_p + G_p - V_p$$

$$[G], [V] = \frac{\text{см}^3}{\text{с}}$$

$G = \alpha_n \mu_n n + \alpha_p \mu_p p$ – коэффициент генерации при ударной ионизации; $G = pg$, где p – мощность излучения.

$[g] = \text{см}^{-3} \text{Дж}^{-1}$ – коэффициент генерации (сколько в 1 см³ на 1 Дж)

$$R_n = \frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n}$$

τ_n – время жизни электронов.

$$R_p = \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p}$$

Физический смысл: если долгое время на полупроводнике светили светом, а потом его выключили, то за время жизни концентрация неосновных носителей уменьшается в e раз.

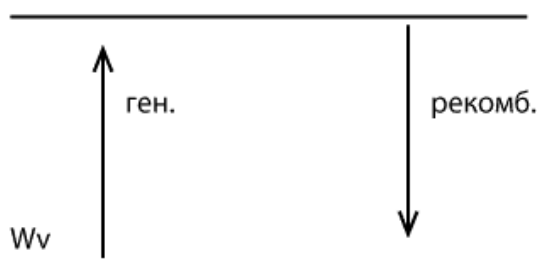
4.3.3. Механизм рекомбинации и генерации за счет взаимодействия с кристаллической решеткой.

Замечание:

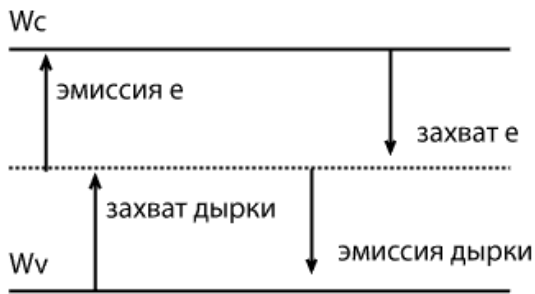
- кроме взаимодействия с кристаллической решеткой в непрямозонных полупроводниках, когда при переходе зона-зона генерируется фонон, может быть еще рекомбинация через уровни в запрещенной зоне;

1)

W_c



2) рекомбинация через уровни



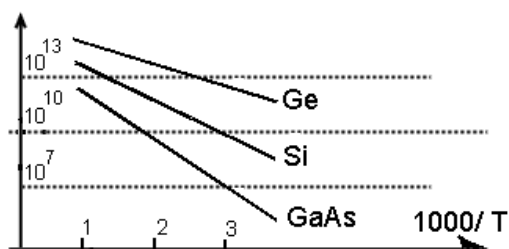
Если в запрещенной зоне существует энергетический уровень, тогда имеют смысл 4 процесса:

- 1) эмиссия электрона
- 2) захват электрона
- 3) эмиссия дырки
- 4) захват дырки

$$\begin{cases} n = N_c \exp\left(-\frac{W_c - F}{kT}\right) \\ n = N_p \exp\left(-\frac{F - W_v}{kT}\right) \\ F = \frac{W_c + W_v}{2} + \frac{3}{4} kT \ln\left(\frac{m_n^*}{m_p^*}\right) \end{cases}$$

$$n \cdot p = N_c N_v \exp\left(-\frac{W_g}{kT}\right)$$

$$np = n_i^2$$

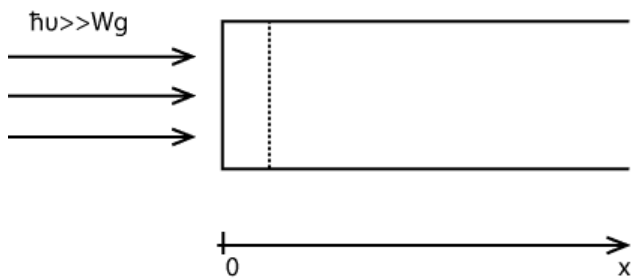


Собственная концентрация n_i носителей заряда в полупроводнике называется концентрация, определена тепловой генерацией зона-зона в идеальной кристаллической решеткой.

Замечание:

- для полупроводника с уровнями (ловушками) концентрация может быть меньше собственной и теоретически стремится к 0, однако на практике ниже 10^{10} см^{-3} не бывает
- полупроводник в который специально введена примесь другого типа проводимости или дефекты называется компенсированным. Из таких п/п делают приближенные к диэлектрикам слои прибора;

Задача: Вычисление пространственной и временной концентрации не основных носителей в полупроводнике при фотоионизации;



а) Мощность оптического излучения постоянна;

Условие:

$$P_{hv} = const$$

$$\frac{\partial P_n}{\partial t} = 0$$

$$P_n(x=0) = ?$$

Решение:

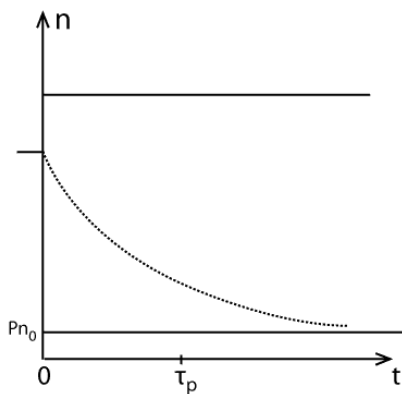
$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = -\frac{1}{e} \operatorname{div} \vec{j}_n + G - \underbrace{\frac{p_n - p_{n_0}}{\tau_p}}_V$$

$$\left. \begin{array}{l} E = 0 \Rightarrow j_p = 0 \\ \frac{\partial p_n}{\partial t} = 0 \end{array} \right\} G = V$$

$$p_n = p_{n_0} + \tau_p G = const$$

Речь идет о поверхности, где ток не течет. p_0 – собственная концентрация (концентрация дырок в п/п, когда свет выключен).

б)



Условие:

при $t=0$ свет выключили, до $t=0$ были условия предыдущей задачи;

$$p_n(t)|_{x=0} = ?$$

Решение:

Очевидно, что концентрация на поверхности уменьшается от p_n до p_{n0} за время порядка времени жизни.

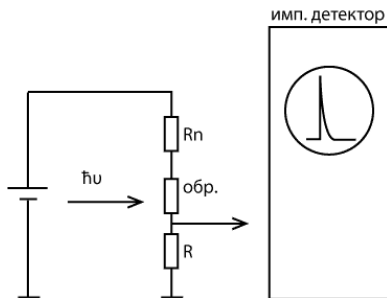
$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = \frac{p_n - p_{n_0}}{\tau_p}$$

начальные условия: $p_n(0) = p_{n_0} + \tau_p G$

$$p_n(t) = p_{n_0} + \underbrace{\tau_p G e^{-t/\tau_p}}_{\text{спадает этот член}}$$

Время жизни характеризует скорость спада неравновесной концентрации неосновных носителей. Другим вариантом появления неосновных носителей является инжекция.

Замечание:



Так работает фото сопротивление. R_1 приблизительно равно волновому сопротивлению кабеля, чтобы все согласовать.

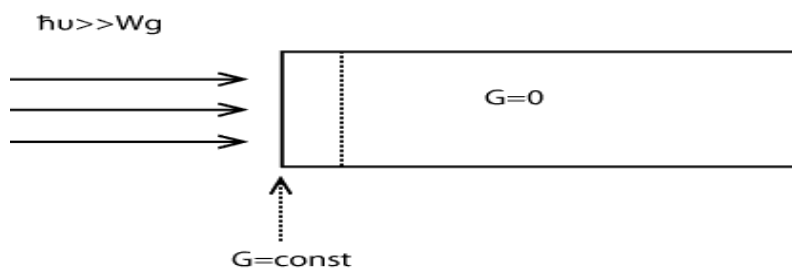
в)

Условие:

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = 0 \text{ - рассматриваем стационарное состояние: в объеме } G=0$$

$p_n(x)$ - ?

Решение:



Процесс, определяющий величину $p_n(x)$ – диффузия и одновременно рекомбинация (проводник n типа), поэтому концентрация будет спадать.

$$\frac{1}{e} \operatorname{div} \overrightarrow{j_{\text{diff}}} = \frac{p_n - p_{n_0}}{\tau_p}$$

$$\overrightarrow{j_{\text{diff}}} = e D_p \frac{dp}{dx}$$

$$\overrightarrow{j_{\text{op}}} = 0, \quad m.k. \quad \overrightarrow{E} = 0$$

$$D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{p_n - p_{n_0}}{\tau_p} = 0$$

$$\Gamma.Y.: p_n(x=0) = \text{const}$$

$$p_n(x \rightarrow \infty) = p_{n_0}$$

$$p_n(x) = p_{n_0} + (p_n(0) - p_{n_0}) e^{-x/L_p}$$

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$$

$$p_n(0) = p_{n_0} + \tau_p G$$

Замечание: Если образец короткий, то концентрация спадает быстрее, так как на второй стороне (на противоположном торце образца) рекомбинация происходит быстрее.

Глава 5. Граница раздела твёрдых тел.

р-п переход, гетеропереход,

МДП структуры. Диоды.

§ 5.1. Проблемы и ограничения при изготовлении классических приборов. Необходимость применения квантовых эффектов в приборах.

Def.: Под классическими приборами понимаем приборы на основе р-п переходов, барьера Шоттки, биполярные и полевые транзисторы.

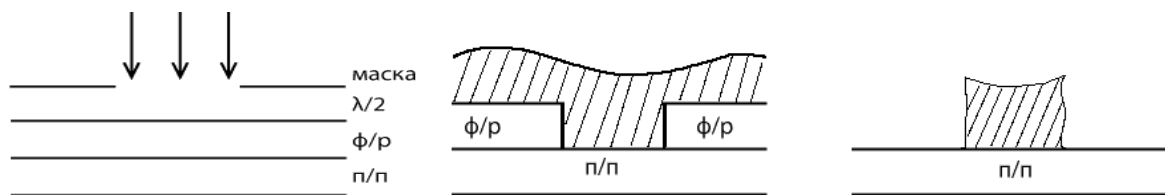
Def.: Под квантовыми приборами понимаем те, в которых присутствуют квантовые барьеры, переходы с длиной равной или меньше длины волны электрона.

5.1.1. Техноограничения.

а) $\lambda_e \approx 10 \text{ нм}$; толщины больше, чем λ_e - классика, иначе – необходимость применения квантовой теории.

б) Латеральное направление.

Создание полосок на поверхности п/п.



Замечания

- полоса излучения 150 нм (фиолетовы), для процессоров используют ультрафиолетовую литографию с кварцевыми линзами – 60 нм.
- длины $\sim 10 \text{ нм}$ можно получить только с помощью рентгеновской литографии; при этом используют не линзы, а эффект интерференции, что позволяет засветить фоторезист в нужных местах.
- можно засвечивать пучком электронов, но они расталкиваются в пучке, поэтому сфокусировать его меньше чем 50-100 нм очень трудно.

5.1.2. Физические ограничения.

а) Количество легирующих примесей в приборе $10^{14} < N_d < 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (правая граница: напряжение пробоя $< 1 \text{ В}$). Длина L п/п между контактами: $L = \sqrt[3]{N_d} \approx 10 \text{ нм}$.

Два условия:

- отсутствие случайных параметров (разброса параметров прибора);
- необходимость большого числа атомов примеси;

приводит к ограничению на минимальный объём прибора. Но даже если есть возможность добиться размера в 10 нм по одному из измерений, при изготовлении 2D структуры будет не меньше, чем 100x100 нм - это будет уже порядка 1000 электронов.

б) Флуктуации примесей $\Delta N \sim 1 - 10\%$ - следовательно критический объём необходимо увеличить ещё.

в) напряжение пробоя приборов: $U_{np} \sim \sqrt{\frac{\varepsilon}{N_d}} \Rightarrow \text{при } U_{np} \geq 1...2 \text{ В} \Rightarrow N_d \leq 10^{18} \text{ см}^{-3} /$

Вывод: Для того, чтобы локализовать носителей зарядов в маленьком объёме, необходимы квантовые ямы, а для препятствия движению – квантовые барьеры.

§ 5.2. Классификация границ раздела n/n - n/n, n/n – сопротивление.

5.2.1. Классификация границ раздела n/n - n/n, n/n – сопротивление.

а)

Монопереход

Si - Si

Ga - Ga

Гетеропереход

Si - Ge

GaAs - InP

б)

Изотипные

p-Si / p-Si

Анизотипные

p-Si / n-Si

а) и б) могут быть в любой комбинации.

5.2.2. Условие формирования качественной границы раздела.

а) стыки кристаллических решёток – постоянную кристаллической решётки слева и справа от границы раздела стараются подобрать одинаково.

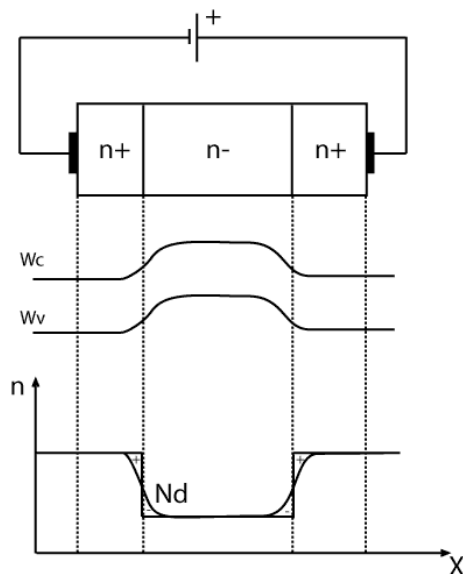
б) отсутствие структурных дефектов (дислокация, размеры зёрен).

в) технология создания (МЛЭ, ГФЭ – см. главу 1).

г) преимущественно используются 4-х или 3-х соединения, когда вариации химического состава позволяют согласовать кристаллические решётки и убрать дефекты.

5.2.3. П/n сопротивление

а) Внешнее напряжение равно нулю.



$$n^+, p^+ : N_{d,A} > 10^{18}$$

$$n, p : N_{d,A} \sim 10^{17}$$

$$n^-, p^- : N_{d,A} \leq 10^{16}$$

$$n^{--}, p^{--} : N_{d,A} \leq 10^{14}$$

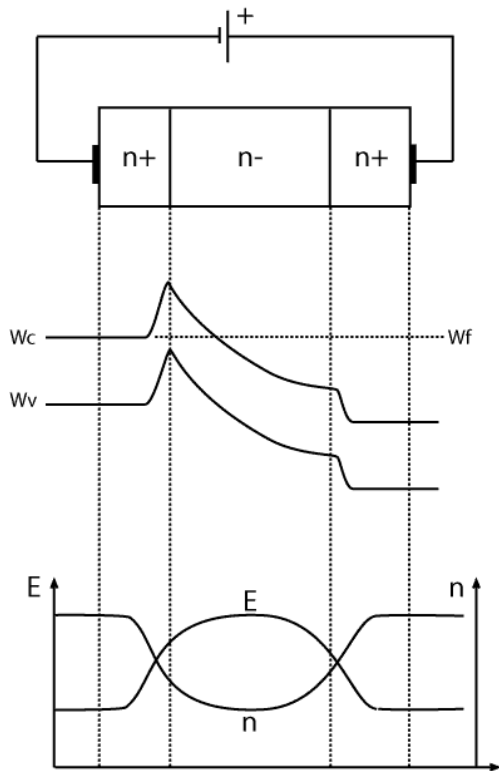
Примечания. к рисункам:

- Me - к нему всегда прилегает n^+ слой, чтобы сопротивление было мало;
- так как поле направлено в разные стороны, то и наклон зонной диаграммы тоже в разные стороны)

Замечания:

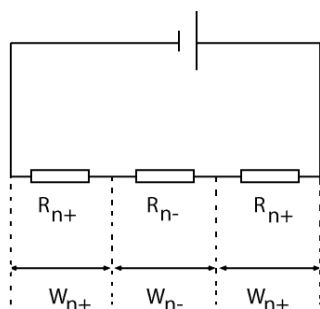
- т.к. электрическое поле препятствует движению электронов из n^+ в n^- слой – эта граница является потенциальным барьером для электронов;
- форма зонной диаграммы соответствует распределению потенциала в структуре

б) П/п сопротивление под внешним напряжением.



Эквивалентная схема:

1) $f = 0$ Гц;



Примечание к эквивалентной схеме: на схеме каждое сопротивление соответствует своей п/п области (см. индексы))

Замечания:

- $W_{n^-} \gg W_{n^+}$ - та область которая содержит меньшую концентрацию электронов (при изготовлении было введено меньшее число доноров) – обладает большим сопротивлением, следовательно падение напряжения в этой области больше, чем в других (в данном случае это средняя область – n^- область).

- электроны текут в структуре слева направо, но поскольку на ЗД есть потенциальный барьер в области $n^+ - n^-$, в n^- слой инжектируется только небольшое число электронов. (Это очевидно – если электроны в ЗП согласно функции Ферми (чем выше, тем их меньше), и та небольшая их часть, которая имеет энергию выше барьера – она имеет возможность пройти (но только половина, т.к. половина из них движется влево)).

- в n^- области электроны движутся под действием электрического поля и скатываются по «потенциальной горке» вниз.

- электрическое поле внутри n^- имеет величину порядка $E \sim \frac{W_{n^-}}{d}$;

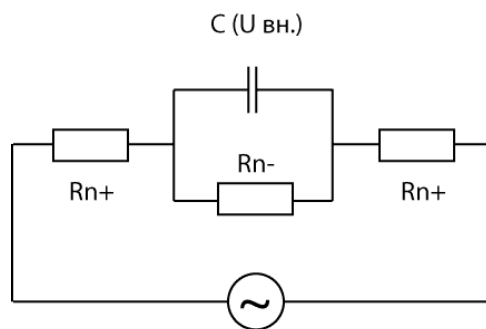
- электрическое поле создано зарядами доноров и электронов (см. соотношение Эйнштейна и n^+/n^- переход).

- (!!!!!) Внешнее поле внутрь п/п структуры подать нельзя – есть электроны которые всё экранируют (за исключением эффекта поля – см Полевой транзистор). Поле создаётся в общем случае зарядами доноров и электронов, а в структуре «р» типа – акцепторами и дырками.

- на контакт может быть подано внешнее напряжение.

2) $f = \text{const} > 0$ Гц.

$$U_{\text{внешн}} = U_0 + U_1 \cos \omega t$$



Замечания:

- конденсатор описывает процесс перераспределения электронов в n^- слое, который обуславливает накопление или обеднение этого слоя (перезаряд слоя) на каждом периоде колебаний; этот процесс подобен процессу перезарядки ёмкости – именно поэтому она присутствует в эквивалентной схеме.

- сопротивление R_{n^-} по-прежнему описывает протекание поля в структуре. Т.к. в n^+ слоя электронов много больше – перераспределением электронов там пренебрегаем и ёмкости там не учитываем.

- (!!!!!) в тех областях, где подаётся большое напряжение – там есть поле и оно обуславливает движение электронов (т.е. ток там дрейфовый). В областях же где нет поля ток диффузионный.

Но диффузия может также существовать в тех областях, где поле есть. Т.о. анализ любого прибора сводится к тому, чтобы понять, где падает напряжение (применяя эквив. схему) – найти области где есть поле и где его нет; а затем определить, где есть смешанное поле:

рисуем зависимость концентрации электронов и поля от продольной координаты – смешанное поле будет в местах, где одновременно будет присутствовать градиент концентрации и ненулевое поле).

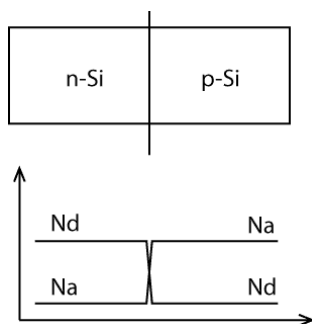
$C_{n^-} \approx \frac{\varepsilon \varepsilon_0 S}{d}$; $R_{n^-} \approx \frac{e_{n^-} \mu_n d}{S}$ - сопротивление и ёмкость образца в зависимости от его поперечных размеров.

§ 5.3. P-n переход.

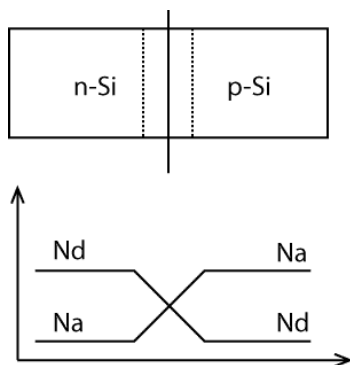
5.3.1. Конструкция, ЗД и принцип работы p-n перехода.

а) Конструкция.

Методы создания – см. ГФЭ, МЛЭ, Ионное легирование, Биполярный Транзистор



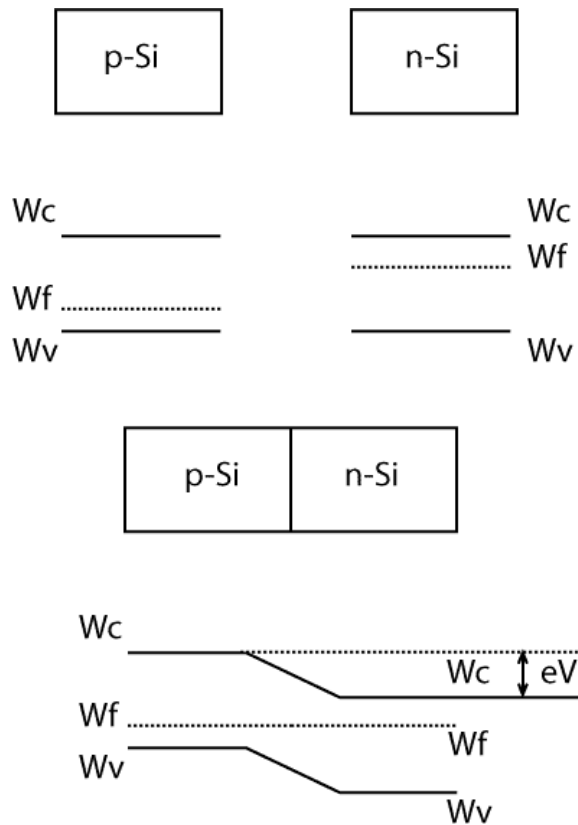
P-n переход - это анизотипный гомопереход. P-n переход делится на два класса – с резким переходом и гладким переходом.



В самом общем случае $N_d \neq N_a$ для обоих случаев кроме переходной области (1 точки на границе раздела).

Def.: Однородный p-n переход: $N_d = N_a$, иначе – неоднородный переход. В современных приборах резкий неоднородный p-n переход.

б) ЗД без напряжения.



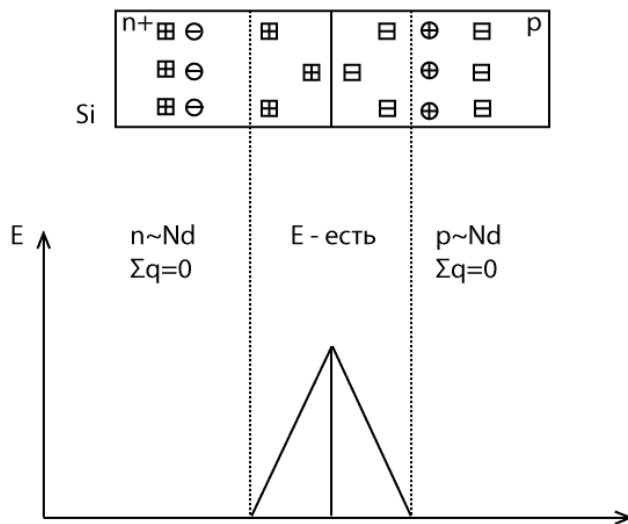
Примечание к рисунку (!!!!): по 3Д сразу можно определить тип проводимости в п/п (в частности – по уровню Ферми);

Замечания:

- рассмотрим идеальный случай – нет дефектов на границе;
- т.к. граница идеальная – по сути это один п/п с единым электронно-дырочным газом;
- т.к. электронно-дырочный газ в равновесии (внешнего напряжения нет) – то и уровень Ферми располагается горизонтально (выравнивается).
- если уровень Ферми в какой-то части п/п поднимается выше, это будет означать, что электроны там более горячие, т.е. за время релаксации энергии t_w электроны отдадут избыток энергии кристаллической решётке, и уровень Ферми снова выровняется

в) Качественные соображения о распределении поля в р-п переходе.

(!!!!!!) Раз есть наклон зонной диаграммы – должно быть поле. Объясняем причину его возникновения:



Примечание к рисунку: квадратик – ион примеси, шарик – электрон/дырка.

Замечания:

- в момент соединения п/п электроны и дырки движутся навстречу друг другу за счёт диффузии, т.к. в других (соседних) областях электронов (носителей заряда подобного типа) мало: электроны идут в «р» область, дырки – в «п».
- происходит интенсивная рекомбинация электронов и дырок;
- на рисунке показан случай равновесного состояния;
- часть носителей заряда рекомбинировала, а часть не может, т.к. им препятствует встроенное поле;
- в крайних областях – условия электронейтральности и суммарный заряд равен 0 – поле отсутствует;
- на границе р-п перехода поле образовано ионами доноров и акцепторов;

$$N_d = \text{const};$$

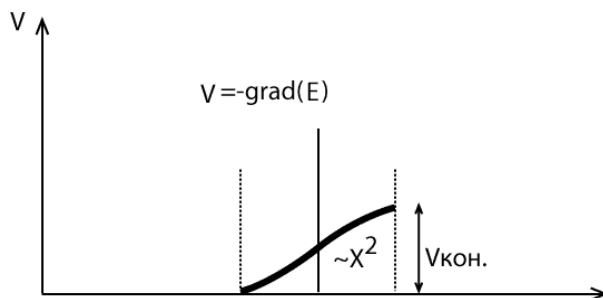
$$N_d \neq n(x);$$

$$\text{div} E = 4\pi\rho$$

$$\frac{dE}{dx} \sim N_d = \text{const}, \text{ тогда } E = ax.$$

- дрейфовый ток электронов уравнивает диффузионный ток электронов, образованный градиентом концентрации такое состояние называется динамическим (устойчивое состояние).

- для основных носителей заряда электрическое поле – препятствующее и всё написанное выше – справедливо. Для не основных носителей заряда поле попутное и ускоряет их.

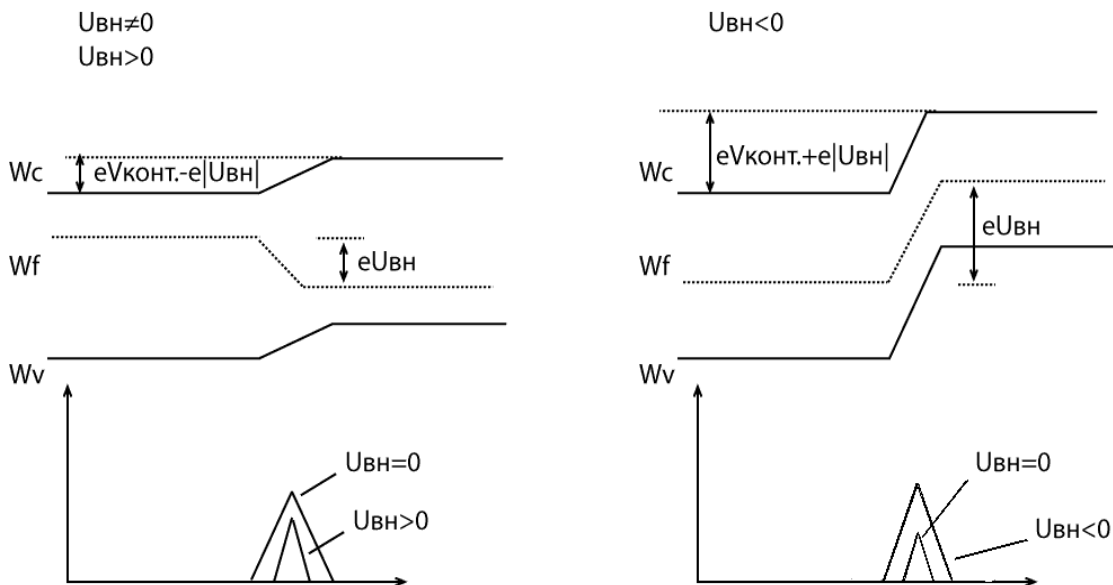


Примечание к рисунку:

- наличие потенциального барьера на графике $V(x)$ полностью соответствует потенциальному барьеру на 3Д

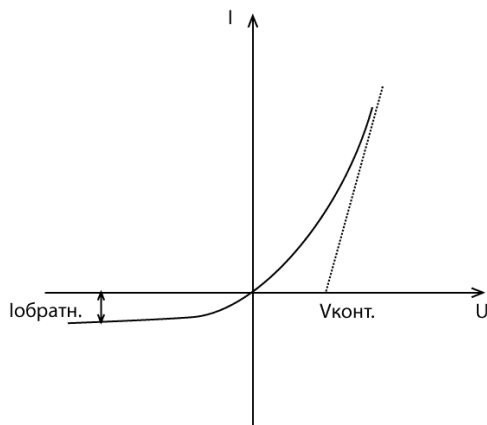
- на этом рисунке отложено напряжение от координаты, а на 3Д – энергий от координаты. пересчёт – умножение на e).

г) Р-п переход при $U_{внш} \neq 0$.



Замечания:

- условимся, если $U_{внш} > 0$ - к р-типу «+», к п-типу «-», для $U_{внш} < 0$ - наоборот.;
- благодаря действию внешнего напряжения электроны и дырки получают дополнительную энергию, так что область пространственного перехода сужается, но не до нуля;
- область пространственного заряда (ОПЗ) – центральная зона, где поле создано донорами и акцепторами;
- при любом направлении внешнего напряжения в ОПЗ поле всегда направлено от доноров (-) к акцепторам (+). Смена знака внешнего напряжения влияет только на величину напряжённости поля в ОПЗ, направление не меняется. Т.о. получаем ВАХ из качественных соображений.
- благодаря тому, что величина поля будет меняться (сильно отличается при $U_{внш} \neq 0$) -> поток носителей заряда через границу р-п перехода также различен, т.е. имеет место вентильный эффект (в одну сторону ток есть, в другую нет).
- когда $U_{внш} > 0$ - включение прямое, барьер мелкий, ток большой;
- при $U_{внш} < 0$ - наоборот;



- прямой ток имеет диффузионную природу и образован основными носителями заряда;
- обратный ток имеет как дрейфовую (на границе р-п перехода), а вне ОПЗ, диффузионную, образованную не основными носителями.

5.3.2. Вывод ВАХ р-п перехода. Приближение.

Приближения:

- одномерность
- резкий р-п переход с однородным распределением примесей (мелкий уровень инжекции) (направление тока)
- концентрация не основных носителей много меньше, чем основных;
- учитывает только рекомбинацию зона-зона, нет рекомбинации через ловушки;
- пренебрегаем тепловой генерацией в области ПЗ;
- пробой перехода не учитываем (т.к. маленькие напряжения) – не доходим до него

$$n_p \ll n_n; p_n \ll p_p$$

$$j_n = eD_n \frac{\partial n}{\partial x}$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{e} \frac{\partial j_n}{\partial x} - \frac{n - n_0}{\tau_n}$$

(прим.: последнее слагаемое – рекомбинация)

$$j_p = eD_p \frac{\partial p}{\partial x}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{1}{e} \frac{\partial j_p}{\partial x} - \frac{p - p_0}{\tau_p}$$

Т.о., рассматривая статику, получим:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = 0, \quad \frac{\partial n}{\partial t} = 0$$

для электронов и дырок можем получить следующие выражения:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - \frac{n - n_{p0}}{\tau_n} = 0 \\ L_n = \sqrt{D_n \tau_n} \end{cases}$$

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{p - p_{n0}}{\tau_p} = 0 \\ L_p = \sqrt{D_p \tau_p} \end{cases}$$

решения для которых будет в виде

$$p(x) = p_{n0} + (p_{n1} - p_{n0})e^{-\frac{x}{L_p}}$$

$$n(x) = n_{p0} + (n_{p1} - n_{p0})e^{-\frac{x}{L_n}}$$

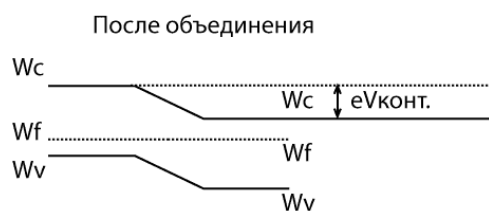
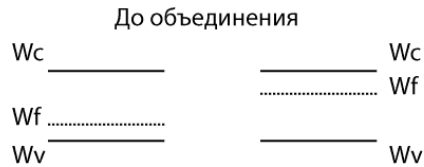
Физический смысл 1: получили зависимости концентрации электронов и дырок вблизи границы р-п перехода, которые возникли в результате объединения р и п областей в р-п переход.

p_{n0} и n_{p0} - концентрации не основных носителей вдали от перехода;

p_{n1} и n_{p1} - концентрации не основных носителей заряда вблизи границы р-п перехода.

Физический смысл 2: если на р-п переход будем подавать напряжение и изменять величину барьера, то будут изменяться p_{n_1} и n_{p_1} и в общем случае будет протекать ток. Соответственно надо найти зависимость p_{n_1} и n_{p_1} от напряжения (p_{n_0} и n_{p_0} не меняются, т.к. целиком определяются температурой)

1) $U_{\text{внш}} = 0$



$U_{\text{внш}} = 0 \rightarrow \varphi_k = W_{F_p} - W_{F_n}$ - разность уровней Ферми п/п «р» и «п» типа до и после соединения. Такой подход хорош тем, что можно использовать формулы для отдельных кусков п/п.

$$\varphi_k = \varphi_T \ln \left(\frac{n_{n_0}}{n_{p_0}} \right) - \varphi_T \ln \left(\frac{p_{p_0}}{p_{n_0}} \right)$$

$$n_{p_0} = n_{n_0} \exp \left(\frac{\varphi_k}{\varphi_T} \right)$$

$$p_{n_0} = p_{p_0} \exp \left(\frac{\varphi_k}{\varphi_T} \right)$$

Физический смысл:

- концентрация, умноженная на экспоненту в степени $\frac{W}{\varphi_T}$, даёт просто распределение

Максвелла, а подставляя φ_k вместо W (φ_T - тепловой потенциал, $\varphi_k = \frac{kT}{e}$, а φ_k -

контактная разность потенциалов (высота барьера)), получаем ту концентрацию, которая выше барьера.

n_{p_0} - концентрация электронов справа, которые прошли выше барьера.

- для подсчёта электронов в «р» области (n_{p_0}) и дырок в «п» области (p_{n_0}) в

распределение подставляем высоту барьера φ_k . Т.е. по сути получили концентрации тех носителей заряда, которые прошли над барьером в область противоположного типа (инжектированные носители).

Def.: Инжектируемые над барьером носители заряда называются термоэмиссионными (значит они взяли энергию у кристаллической решётки, необходимую для преодоления барьера).

Очевидно, что эта концентрация (термоэмиссионных носителей) связана с величиной барьера, которая в свою очередь управляется внешним напряжением.

2) $U_{\text{внш}} \neq 0$

$$n_{p_1} = n_{n_0} \exp\left(\frac{\varphi_K - U}{\varphi_T}\right)$$

$$p_{n_1} = p_{p_0} \exp\left(\frac{\varphi_K - U}{\varphi_T}\right)$$

Минусы ставятся из соображения, увеличивается барьер или уменьшается. Одним словом, если $U_{\text{внш}}$ увеличивает барьер – значения в числителе надо складывать. Иначе надо вычитать.

Окончательно получаем:

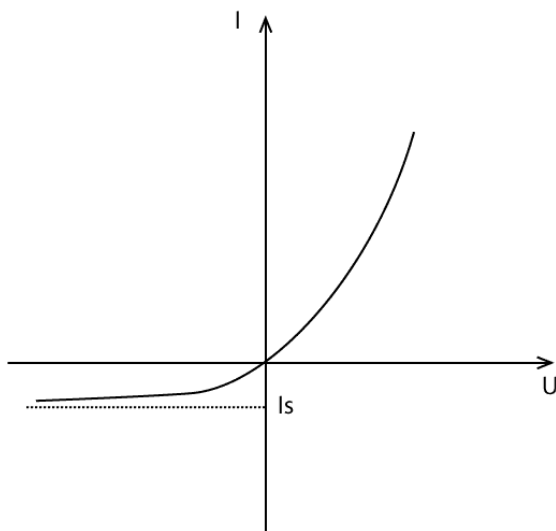
$$j_p(x) = \frac{eD_p p_{n_0}}{L_p} \left(e^{\frac{U}{\varphi_T}} - 1 \right) e^{-\frac{x}{L_p}}$$

$$j_n(x) = \frac{eD_n n_{p_0}}{L_n} \left(e^{\frac{U}{\varphi_T}} - 1 \right) e^{-\frac{x}{L_n}}$$

$$j = j_n + j_p = J_S \left(e^{\frac{U}{\varphi_T}} - 1 \right), \text{ где}$$

$$J_S = \frac{eD_p p_{n_0}}{L_p} + \frac{eD_n n_{p_0}}{L_n}$$

$$I = jS = J_S \left(e^{\frac{U}{\varphi_T}} - 1 \right), \text{ где } S - \text{площадь p-n перехода.}$$

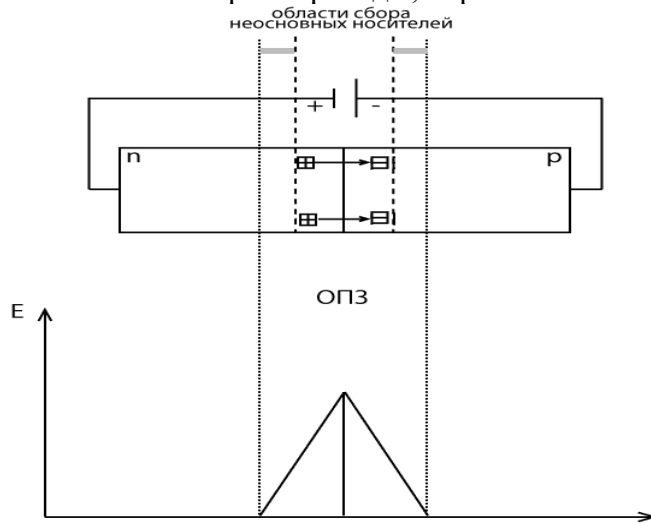


5.3.3. Физический смысл обратного тока p-n перехода.

$$J_S = e p_{n_0} \frac{L_p}{\tau_p} + e n_{p_0} \frac{L_n}{\tau_n}, \text{ } L_n - \text{диффузионная длина, } \tau_n - \text{время жизни}$$

$$J_S = e p_{n_0} V_p + e n_{p_0} V_n - \text{смысл скорости.}$$

Вопрос: Обратный ток диода сформирован неосновными носителями заряда, для которых электрическое поле р-п перехода является ускоряющим. Почему при изменении $U_{внш}$ (а значит и поля в р-п переходе), обратный ток остаётся неизменным?

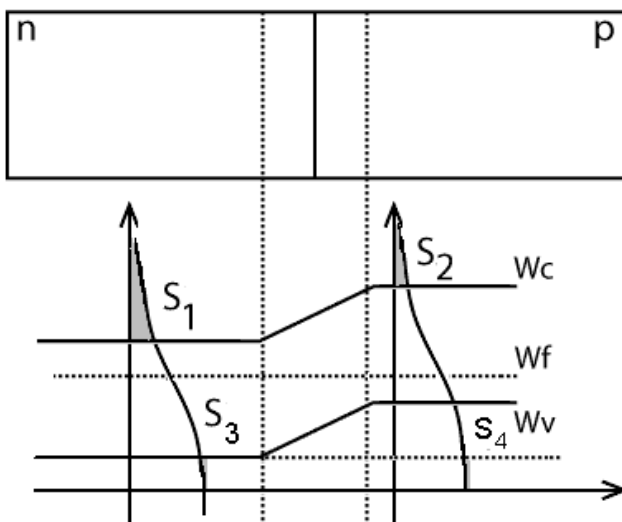


Ответ:

Рассмотрим обратно включённый р-п переход. При смене напряжения ОПЗ также будет изменять свои размеры – больше или меньше ионов доноров/акцепторов будет «обнажаться» – будет меняться величина поля. Почему же не меняется ток? Вдали от р-п перехода (или в не примыкающих областях) есть области, из которых происходит «сбор» неосновных носителей заряда. Поскольку электрического поля там нет (находимся вне ОПЗ) - сбор происходит за счёт диффузии. А возникают носители в этих областях за счёт тепловой генерации.

Длина этой области L_{p_n} - диффузионная длина дырок в «п» типе, а время, за которое дырки могут дойти до границы, – время жизни. Вдали от р-п перехода также происходит тепловая генерация носителей заряда, но они не успевают дойти до границы р-п перехода, где поле есть и уже сможет перебросить их в другую область. Аналогично для электронов в «р» области. Границы могут достичь только те, которые находятся на расстоянии не большем чем L_{p_n} (L_{n_p}). Поэтому обратный ток ограничен процессами тепловой генерации и диффузии в областях сбора (также вводят термины область затягивания и длина затягивания). Т.е области «плавают» вслед за границей, но по размеру те же.

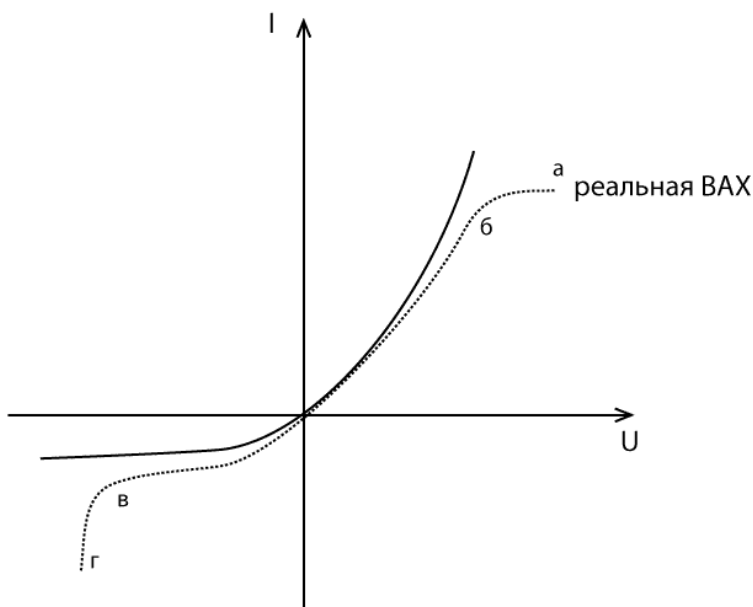
5.3.4. Выравнивание уровней Ферми в равновесном р-п переходе.



Причины выравниваний:

- в р-п переходе в состоянии равновесия токи электронов и дырок уравниваются друг друга (основных и неосновных);
- токи создаются теми носителями заряда, которые имеют энергию для прохождения над потенциальным барьером;
- в областях n-типа электронов, имеющих энергию больше энергии барьера ~ столько же, сколько вообще электронов в другой области (в р).
- с одной стороны равновесие токов является следствием закона сохранения заряда; но если это так, тогда должно соблюдаться $S_1 = S_2$, т.к. площади – это концентрации, т.е. геометрически получается, что уровень Ферми должен быть на одном и том же уровне слева и справа.
- рассуждение качественное, т.к. необходимо учитывать возможные состояния электронов;

5.3.5. Реальная ВАХ для р-п перехода.



- а) ограничение тока – из-за конечного числа носителей заряда;
- б) наличие дополнительного наклона – из-за сопротивления контактов и других областей п/п вдали от р-п перехода.

Def.: Область п/п вдали от р-п перехода, имеющая меньший уровень легирования, называется база, а противоположная называется эмиттером.

- в) отличие связано с термогенерацией электронно-дырочных пар в ОПЗ, причём при увеличении напряжения размер ОПЗ увеличивается, что приводит к росту тока.
- г) пробой р-п перехода происходит за счёт явления лавинной (ударной) генерации (электроны в большом электрическом поле разгоняются, ударяются об атом – так рождается электронно-дырочная пара).

5.3.6. Эквивалентная схема р-п перехода.

$$I = I_S \left(e^{\frac{e(U - I r_{\text{базы}})}{kT}} - 1 \right) \quad (\text{ВАХ записана в неявном виде, } I \text{ есть в обеих частях}).$$

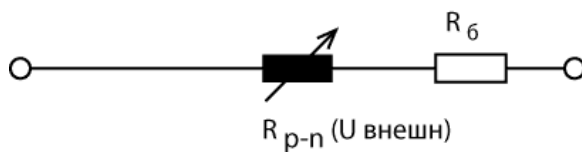
$$R_{\text{диода}} = \frac{dU}{dI} = \frac{U}{I + r_{\text{базы}}}$$

Из-за того, что на $r_{\text{базы}}$ падает дополнительное напряжение, то к самому переходу прикладываемое напряжение меньше, чем $U_{\text{внеш}}$, следовательно у реального р-п перехода никогда нельзя полностью разогнуть зонную диаграмму (т.к. сопротивление р-п перехода будет равно нулю, значит и напряжение на нём тоже будет равно нулю – $r_{\text{базы}}$ всегда будет мешаться).

Прямое включение: $R_{\text{диода}} = r_{\text{базы}}$;

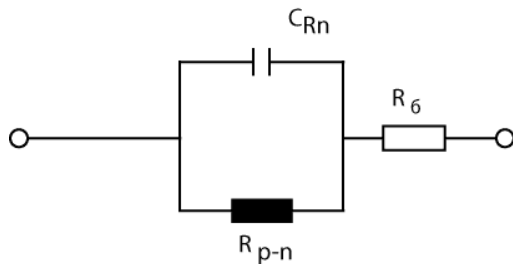
Обратное включение: $R_{\text{диода}} = r_{\text{р-п}}$;

Постоянный ток:



Примечание к рисунку: переменное сопротивление, управляемое внешним напряжением.

Переменный ток:



5.3.7. Ёмкость р-п перехода.



Примечание к рисунку: ОПЗ - эквивалент диэлектрика;

Единственное отличие от плоского конденсатора в том, что $E = E(x)$.

$$\frac{d^2 U}{dx^2} = - \frac{e N_d}{\epsilon \epsilon_0}$$

$$E = -\nabla U$$

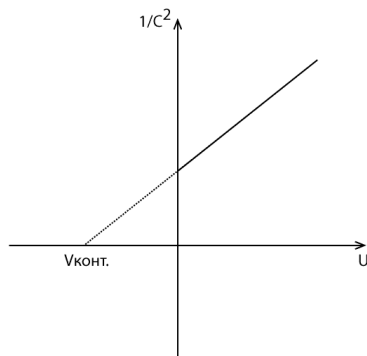
$$\text{div} E = \frac{\rho}{\epsilon \epsilon_0}$$

В случае, когда $n_{\text{акц}} \gg n_{\text{донор}}$ вся ОПЗ сосредоточится в слое n-типа.

$$d = \sqrt{\frac{2(U + U_k) \epsilon \epsilon_0}{e N_d}} \quad - \text{ величина ОПЗ.}$$

$$(1) C = S \sqrt{\frac{\epsilon \epsilon_0 e N_d}{2(U + U_k)}}; \text{ а в общем случае, когда надо учитывать и акцепторы и доноры}$$

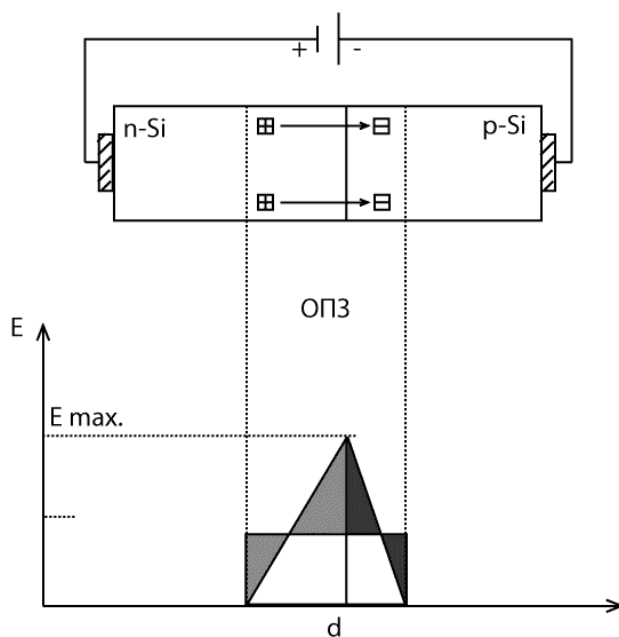
(одинаковая концентрация) $C = S \sqrt{\frac{e \epsilon \epsilon_0 N_d N_A}{2(N_d + N_A)(U_k - U)}}$ (используем формулу плоского конденсатора.)



Замечания:

- ВФХ в таких осях имеет вид прямой линии и отсекает U_k .
- используя формулу (1) можно по ёмкости р-п перехода (диода Шоттки) определить концентрацию доноров в п/п;
- если $N_d = N_d(x)$, то $N_d \sim \frac{C^3}{dU}$
- снимая характеристики ($N_d \sim \frac{C^3}{dU}$) при различных температурах, можем определить энергию ионизации примесей (даже концентрации и ионизации дефектов).

5.3.8. Пробой р-п перехода



Примечание к рисунку:

- подали напряжение, есть ОПЗ – требуется определить, при каких полях будет пробой;

- на самом деле поле имеет вид, отмеченный жирным цветом, но мы рассматриваем прямоугольник для удобства подсчёта).

(*) В случае если поле линейно, а концентрация ионов = const – вводим $U = Ed$.

$$E = \frac{2U}{d}$$

$$d = \sqrt{\frac{2(U + U_k)\epsilon\epsilon_0}{eN_d}}$$

$$E_{\max} = \sqrt{\frac{2eN_d(U + U_k)}{\epsilon\epsilon_0}}$$

Замечания:

- строгость вывода только при условии, если поле линейно зависит от координаты, а концентрация постоянна, т.е. только однородные р-п переходы. К тому же уровень легирования $p \gg n$ – т.е. это резкий р-п переход;

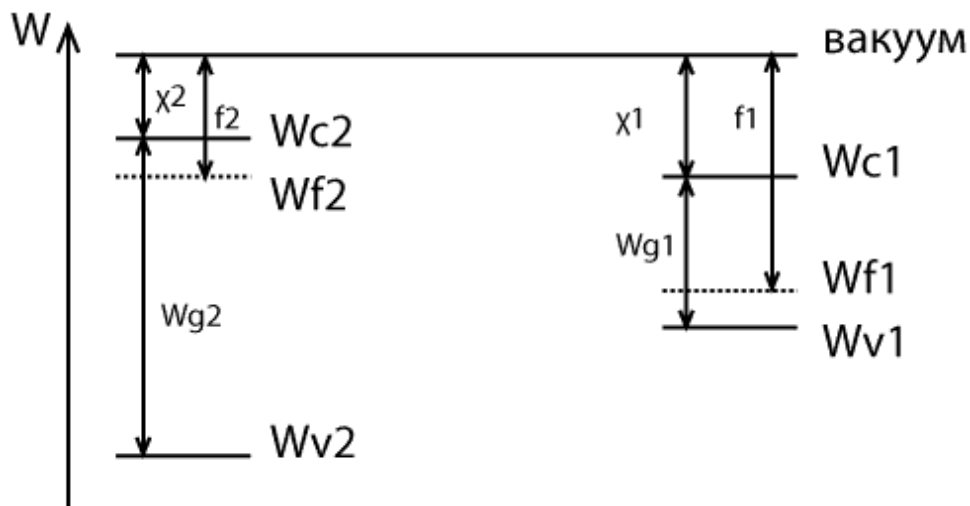
- пробой будет развиваться на границе, где поле максимально; это происходит потому, что именно в этом месте электроны набирают энергию ~ ширине запрещённой зоны (если ещё точнее – порядка длины свободного пробега в окрестности максимального поля, т.к. электроны набирают необходимую энергию как раз на длине свободного пробега).

- наши рассуждения справедливы только если размер ОПЗ \gg длины свободного пробега и длины волны электрона, в противном случае может быть реализован туннельный диод.

§ 5.4. Гетеропереход.

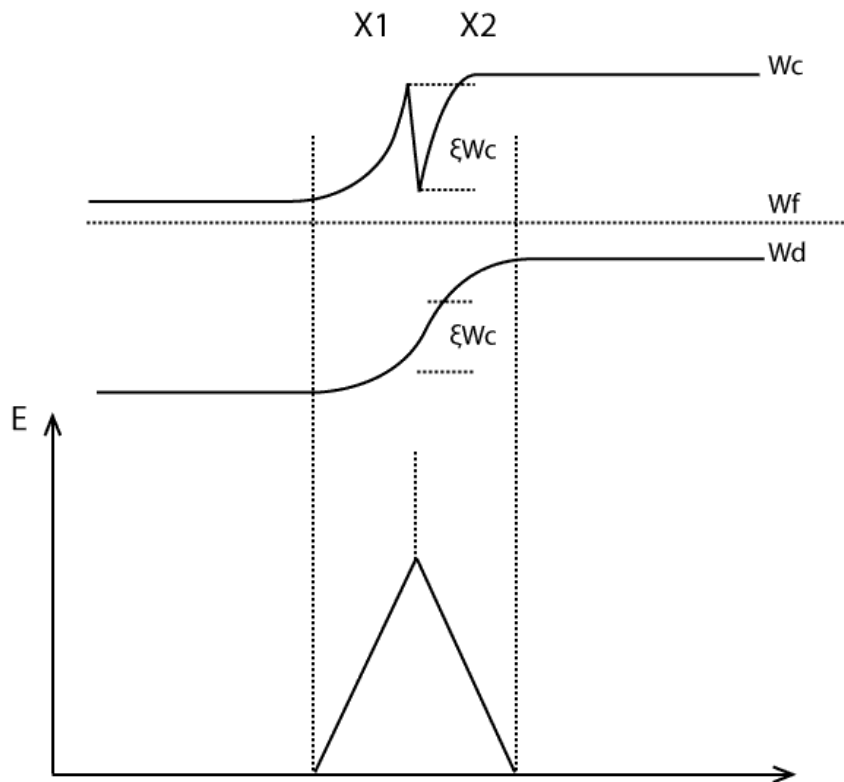
5.4.1. История...

5.4.2. Модель Андерсона (для анизотипного п/п).



Примечание к рисунку:

χ - электронное сродство (энергия от дна зоны проводимости до уровня вакуума);



$$\Delta W_c = \chi_1 - \chi_2$$

$$\Delta W_v = \Delta W_g - \Delta W_c$$

$$\Delta W_g = \Delta W_{g_2} - \Delta W_{g_1}$$

$$x_1 = \sqrt{\frac{2N_A \epsilon_1 \epsilon_2 (\phi_1 - \phi_2)}{eN_D (\epsilon_2 N_D + \epsilon_1 N_A)}}$$

$$x_2 = \sqrt{\frac{2N_D \epsilon_1 \epsilon_2 (\phi_1 - \phi_2)}{eN_A (\epsilon_2 N_D + \epsilon_1 N_A)}}$$

Замечания:

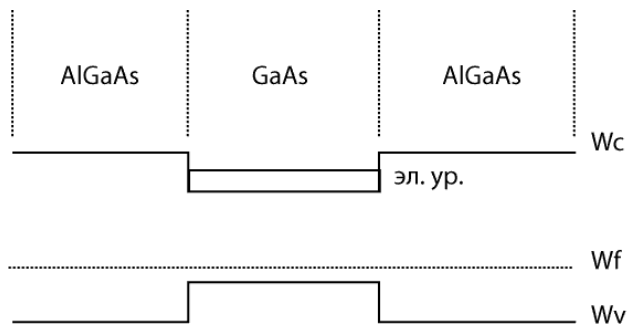
- сходство с p-n переходом заключается в том, что электрическое поле в ОПЗ образовано зарядами ионов доноров и акцепторов (для изотипного гетероперехода электрическое поле будет образовано ионами доноров и электронами; см. n^+ , n^- переход).

- отличие от p-n перехода в том, что на границе раздела химические связи будут напряженными; поскольку химическая связь представляет собой взаимодействие электронных облаков и ядер, что напряжённая химическая связь обуславливает наличие сильного электрического поля на расстояниях \sim длины химической связи (единицы ангстрем);

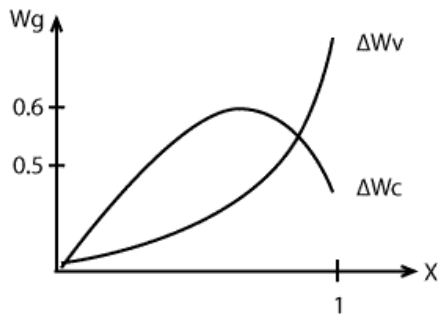
- это сильное поле обуславливает разрывы дна зоны проводимости и потолка валентной зоны;

- на границах некоторых химических соединений возможно формирование квантовых ям из-за напряжённых соединений;

- другим вариантом образования квантовых ям является создание трёхслойной композиции;

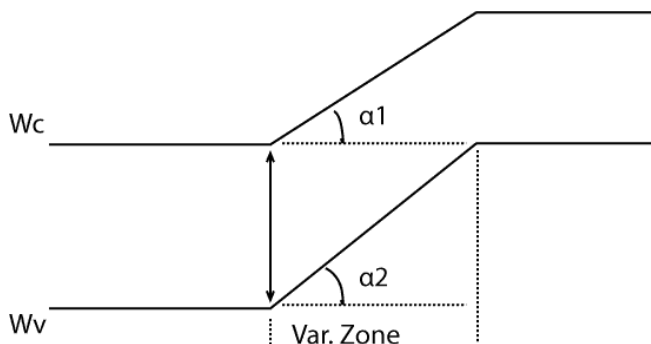


- чтобы яма была качественной (без дефектов), слой, создающий яму, должен быть тонкий, т.е. растянут как резина: слой тонкий + нет дефектов;
- благодаря тому, что электрон движется в направлении, перпендикулярном плоскости рисунка, удерживается стенками ямы, подвижность и скорость таких электронов выше, чем в объёме обычных материалов в 1.5 раза, именно это обуславливает использование двумерного газа в транзисторах;
- разрывы зон зависят от химического состава материалов;
 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ / GaAs – можно менять величину разрыва, т.о. можно конструировать свой собственный материал;



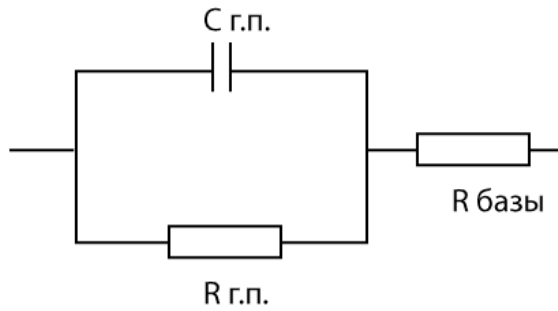
Варизонный гетеропереход:

- плавное изменение ширины запрещённой зоны достигается за счёт плавного изменения x ; это позволит избежать наличие разрывов и ненужных квантовых ям;
- угол наклона разный – величина электрического поля в зоне проводимости и в валентной зоне разная; это связано с наличием встроенного решёточного поля по всей области варизонного проводника.



Напряжённые химические связи по разному влияют на скорость движения электронов и дырок, поэтому тангенс угла наклона разный – можем использовать этот факт для увеличения скорости носителей заряда.

5.4.3. Эквивалентная схема гетероперехода



$$C_{гп} = \sqrt{\frac{N_D N_A \epsilon_1 \epsilon_2}{2(\epsilon_2 N_D + \epsilon_1 N_A)(\phi_1 - \phi_2 - U_{внш})}}$$

5.4.4. ВАХ гетероперехода.

$$J = J_s \left(e^{\frac{eU}{AkT}} - 1 \right), \text{ где } A - \text{ параметр, коэффициент неидеальности.}$$

Физический смысл: формула соответствует формуле для р-п перехода, потому что барьер, формируемый полем доноров и акцепторов, значительно больше, чем разрыв зон.

$$A_{гп} > 1, A_{p-n} \approx 1, A_{ош} \sim 1.$$

5.4.5. Униполярная инжекция

$J_s = J_{Sp} + J_{Sn}$ - ток насыщения;

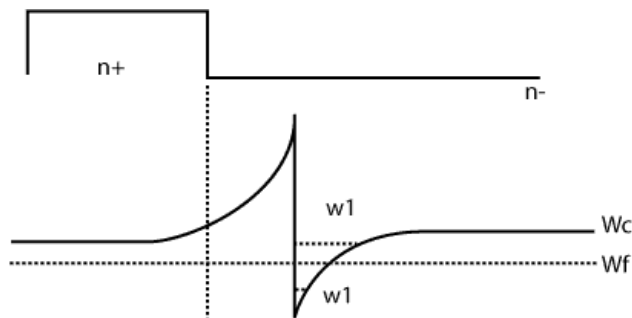
В случае, когда барьер для электронов много меньше, чем барьер для дырок (можем сделать так), отношение токов будет иметь вид:

$$\frac{J_{Sn}}{J_{Sp}} = \frac{n_p V_n}{p_n V_p} \exp\left(\frac{\Delta W_V}{kT}\right),$$

$\Delta W_V \approx 10 \dots 20 kT$, значит электронный ток много больше дырочного тока.

§5.5. Создание квантовых ям и барьеров для электронов и дырок с помощью гетеропереходов. Двумерный электронный газ.

Пункт 5.5.1. Изготовление треугольных квантовых ям с помощью резкого гетеро перехода.



Рассмотрим гетеропереход с разрывом зоны проводимости и будем рисовать только ее.

Замечания:

- на рисунке представлен изотипный гетеропереход, причем граница различий уровня легирования не совпадает с границей гетероперехода. Такое отличие называется селективное легирования и позволяет получить большую концентрацию электронов в кантовой яме, где уровень легирования низкий. Отличие этого перехода от изотипного гомоперехода в том, что большое количество электронов в квантовой яме при движении слабо рассеивается на ионах примеси.

- благодаря тому, что уровень Ферми распределен между двумя уровнями ямы, нижний уровень будет полностью заселен, а верхний слабо заселен.

$$\lambda_e = \frac{h}{\sqrt{2mW_e}}$$

$$\lambda_e = \sqrt{\frac{15.4}{\frac{m}{m_0} W_e}} (H_M)$$

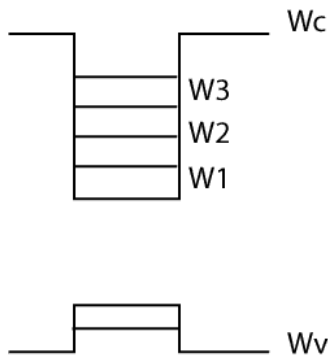
$$V(z) = eE_s z$$

$$E_s = \frac{en_s + e \int (N_D - N_A) dz}{\varepsilon}$$

$$\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 \Psi_i}{dz^2} + (W_i - V(z)) \Psi_i = 0$$

$$W_i = \left(\frac{\hbar^2}{2m} \right)^{1/2} \left(\frac{3eE_s \pi (i + 3/4)}{2} \right)^{2/3} - \text{уравнение Эйри}$$

5.5.2. Изготовление прямоугольных ям с помощью гетеропереходов.



Замечание: Количество уровней для электронов и дырок может быть разным.

$$\Psi(x) = A \exp(ikx) = B \exp(-ikx)$$

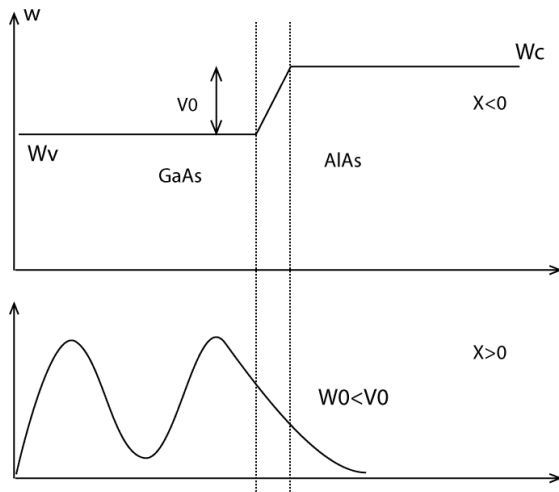
$$W_n = \frac{n^2 \pi^2 \left(\frac{\hbar}{d} \right)^2}{2m^*}$$

$$|\Psi_n(x)|^2 = \frac{2}{d} \sin^2 \left(\frac{\pi n x}{d} \right)$$

Определение: Псевдоморфным гетеропереходом называется переход, в котором центральный слой материала имеет толщину от 1 до 10 моноатомных слоев и является

сильно напряженным. Это приводит к изменению величины разрыва зон, подвижности, диффузии и других транспортных свойств электронов.

5.5.3. Формирование квантовых барьеров с помощью гетеропереходов.



$$\Psi(x,t) = A \exp(ikx - i\omega t)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 \Psi(x,t) = [W - V(x)] \Psi(x,t)$$

$$x < 0: \Psi(x) = e^{ikx} + \left[\frac{1 - i\sqrt{V_0/W - 1}}{1 + i\sqrt{V_0/W - 1}} \right] e^{-ikx}$$

$$x < 0: \Psi(x) = \frac{2e^{qx}}{1 + i\sqrt{V_0/W - 1}}; k = \sqrt{\frac{Qm^*W}{\hbar^2}}$$

$$q = \sqrt{\frac{2m^*(V_0 - W)}{\hbar^2}};$$

$$R = \left(\frac{k - q}{k + q} \right)^2 - \text{коэффициент отражения.}$$

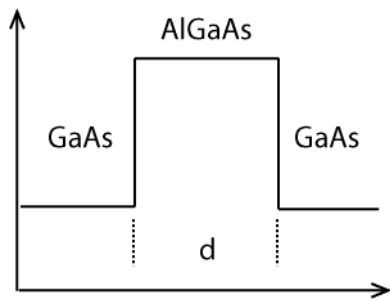
Замечания:

- есть вероятность найти электрон внутри барьера.
- коэффициент отражения плавно меняется при приближении к вершине.

$$R = \left(\frac{1 - \eta}{1 + \eta} \right)^2$$

$$\eta = \frac{q}{k} = \sqrt{1 - \frac{V_0}{W}}$$

5.5.4. Тунельно прозрачный барьер.



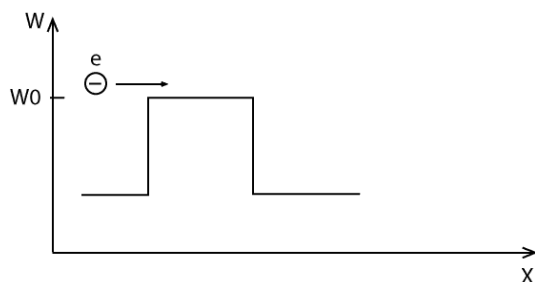
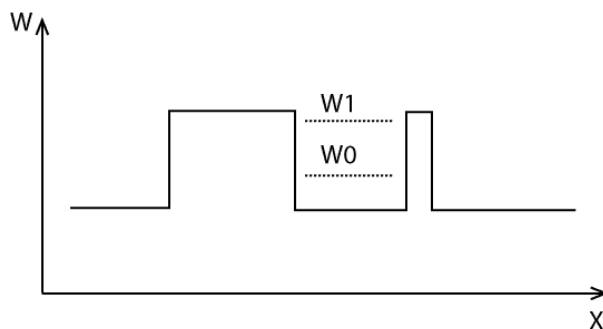
коэффициент прохождения $T=1-R$

$$d < \lambda_e : T \sim \exp\left(-2d\sqrt{\frac{2m^*(V_0 - W)}{\hbar^2}}\right)$$

$$d > \lambda_e : T \sim \sin^2(kd)$$

Замечания:

- если $d = n \cdot \lambda/2$, то вероятность тунелирования больше (резонансное тунелирование)
- принцип само согласованности, просветляющие покрытие в оптике.
- два барьера на некотором расстоянии могут работать как интерферометр Фабри-Перо для электрона.



Если $W_e \geq W_0$, тогда возможно отражение от барьера.

а) $\epsilon_{AlAs} \neq \epsilon_{GaAs}$ — классический эффект, но есть квантовая причина.

б) $\Delta x \ll \lambda_e$, барьер очень резкий

$$\Delta x \Delta p \sim \hbar$$

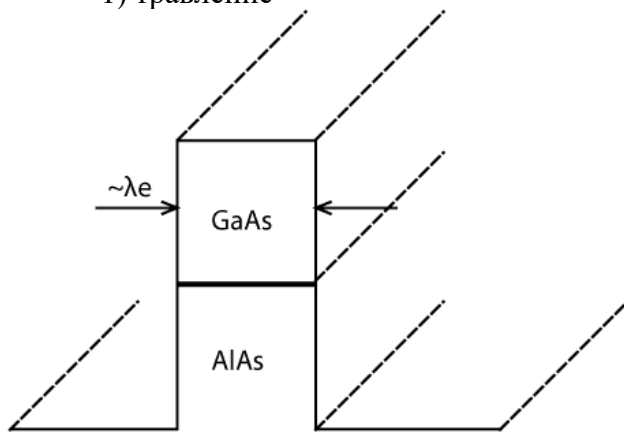
$$\Delta W = \frac{(\Delta p)^2}{2m^*}$$

Δp и ΔW велико, то есть точно определив границу барьера, мы точно знаем его высоту.

5.5.5. Изготовление одномерных и двумерных объектов на гетеропереходах.

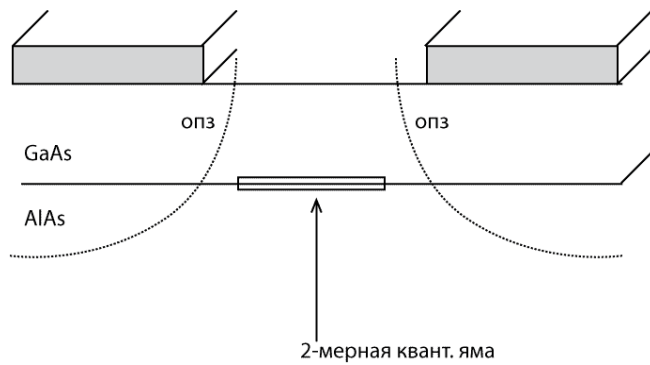
а) изготовление квантовых нитей:

1) травление



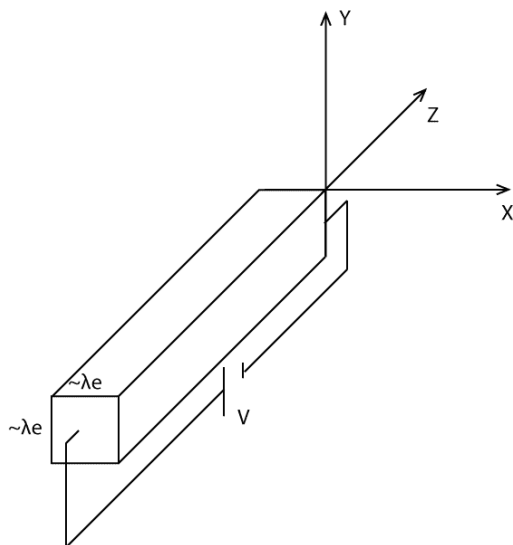
но так делать плохо, так как на границе много дефектов

2) с помощью ограничения области пространственного заряда с помощью МДП структур.

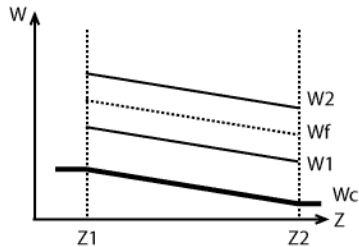
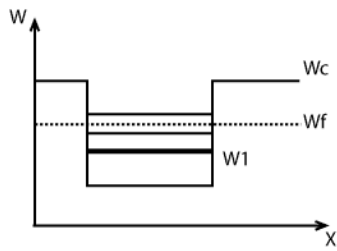


Получаем своеобразный волновод для электронов.

б) баллистическая (бесстолкновительная) проводимость квантовой нити.



Мы рассматриваем проводимость только W_1, z_1 и z_2 координаты начала и конца нити.



Уровни имеют конечную ширину (размытие) и это размытие связано с тем, что нить имеет конечный размер. Длина нити должна быть много больше длины волны электрона, тогда уширение мало. Такую нить мы и будем рассматривать.

$$I = enVS = e \underbrace{\frac{p}{m^*}}_V \underbrace{\frac{N_L}{nS}}_{nS}$$

$$\underbrace{[nS]}_{\text{одномерная концентрация}} = [cm^{-1}] = \left[\frac{1}{L} \right]$$

N_L – плотность состояний на первом уровне нити

$$N_L = \frac{\Delta p L}{2\pi\hbar} \text{ - в одномерном случае}$$

$$p \equiv \frac{p^2}{p} = \frac{2m^*W}{p}$$

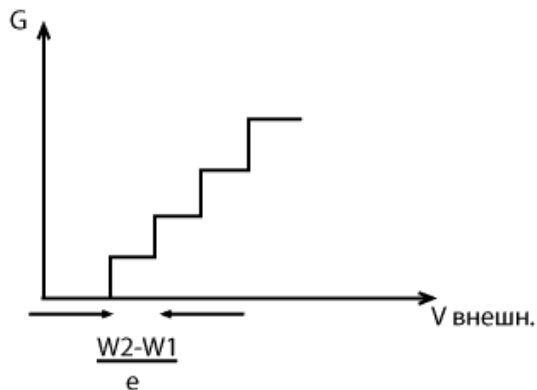
$$W = eV_{\text{внеш}}$$

$$N_L = \frac{eV_{\text{внеш}} m^* L}{2\pi\hbar}$$

$$I = \frac{e^2 V}{2\pi\hbar} \Rightarrow G = \frac{e^2}{2\pi\hbar} M$$

$$M = 1, 2, 3, \dots$$

G – проводимость нити (формула Ландауэра)



Замечания:

- проводимость не зависит от внешнего напряжения, определяется только мировыми константами и количеством уровней участвующих в процессе. Точнее от $V_{\text{внеш}}$ не зависит проводимость одного уровня;
- необходимо согласовать сопротивление волновода и пространства (как в электродинамике), что-то подобное надо и для электронов. Чтобы ввести электрон в квантовую нить необходимо согласовать сопротивление объема, из которого он вводится, с сопротивлением волновода (квантовой нити). Согласующая система будет определять отражение от торца и проводимость системы в целом.
- современные приборы маленькие, и электроны часто приходится подводить штучно, то есть для них нужно сделать “правильные” провода. Проблема с вводом электронов в активную область очень сложна. Проблема конструирования приборов нанoeлектроники связана с согласованием сопротивлений, а границе объемного материала и квантового объекта.

в) квантовая точка – нуль-мерные объекты.

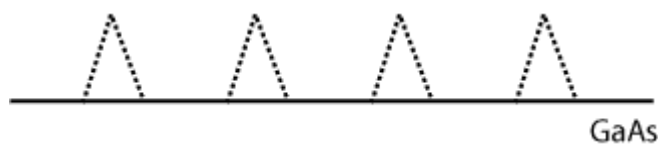
Def.: Квантовая точка – резонатор для электрона.

Технология получения – *механизм Странского - Крастанова*.

1) На GaAs подложку нанесли моноатомный слой InAs:



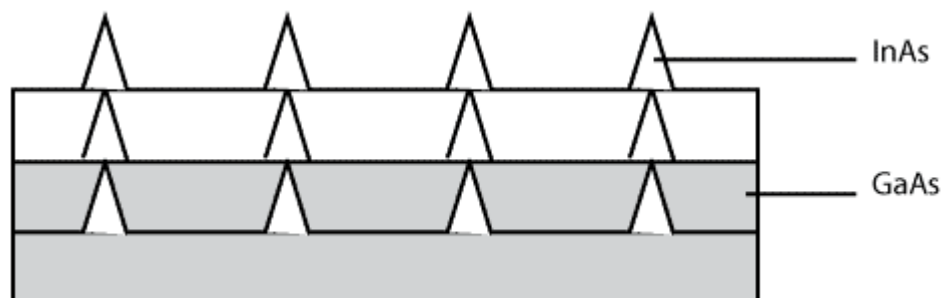
2) Начинаем варьировать температуру. Получили “пирамидки” InAs на поверхности.



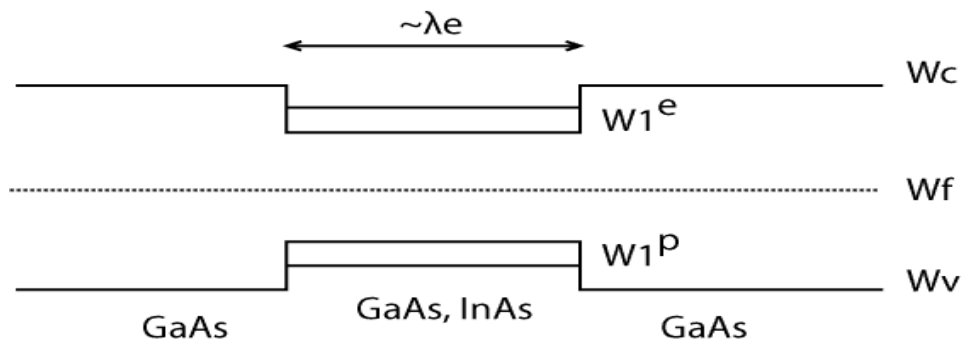
Механизм заключается в том, что при определенном диапазоне температур образование трехмерного кристалла InAs выгоднее, чем равномерное распределение InAs по поверхности.

Замечание:

Если слой более толстый, то трехмерный кристалл уже не сформируется и перестройки не будет. Слой с “пирамидками” можно зарастить GaAs и на поверхности вырастить “пирамидки”, то есть можно строить трехмерную структуру;

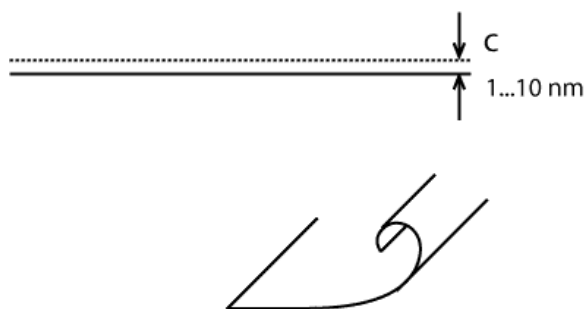


Благодаря тому, что “пирамидки” искажают кристаллическую решетку AsGa, то следующий слой растет над предыдущим. Сейчас добились одинакового размера и равномерного, но хаотического распределения по площади, упорядоченности пока нет. Так как их размер $\sim \lambda_e$, то их зонная диаграмма имеет вид:



в ямах есть уровень и для электронов и для дырок.

г) нанотрубки



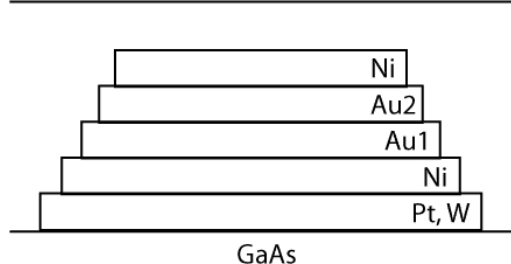
Механизм:

На поверхность нанесли очень тонкий слой углерода. Если добиться (например нагревом) его отслоения, то он начнет сворачиваться. Применение: проводники, генная инженерия (укол в одну клетку);

§5.6. Контакт Металл – Полупроводник. Диод Шоттки.

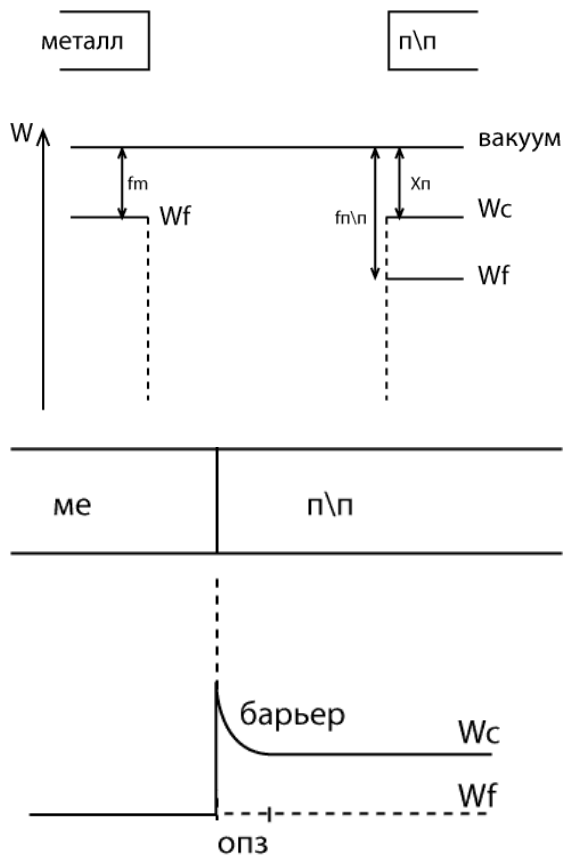
5.6.1. Конструкция, зонная диаграмма контакта Металл – Полупроводник.

а)



Pt – создается качественный тугоплавкий контакт, препятствует химическим реакциям.
 Ni – антидиффузионный слой и адгезионный слой (чтобы Au прилипло)
 Au первый слой – напыленный, второй – толстый, химически осаждается. слой дает маленькое сопротивление.
 Ni – защитный слой, слой для пайки.

б) Зонная диаграмма, причина возникновения барьера металл – полупроводник.

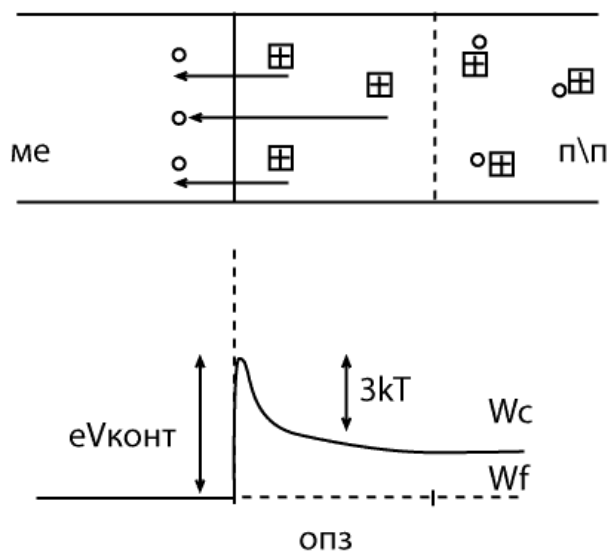


Примечания к рисунку:

- χ - электронное сродство (см. Гетеропереход, модель Андерсона) – энергия для вывода электрона с дна зоны проводимости.
- ϕ_n - работа выхода с уровня Ферми, но в п/п на нём электронов нет, т.к. он расположен в запрещённой зоне;

Приближения модели:

- не учитывается поверхностный слой окислов, грязи;
- не учитываются поверхностные состояния (оборванные связи);
- не учитывается действие сил изображения;



$$eV_{\text{конт}} = e(\phi_m - \chi_n), \text{ если } > 3kT, \text{ то } n_{\text{опз}} = T_c e^{\frac{W_c - W_F}{kT}} \rightarrow 0$$

- электрическое поле создается ионами доноров и электронами, которые “удалены” из полупроводника в металл при соединении;

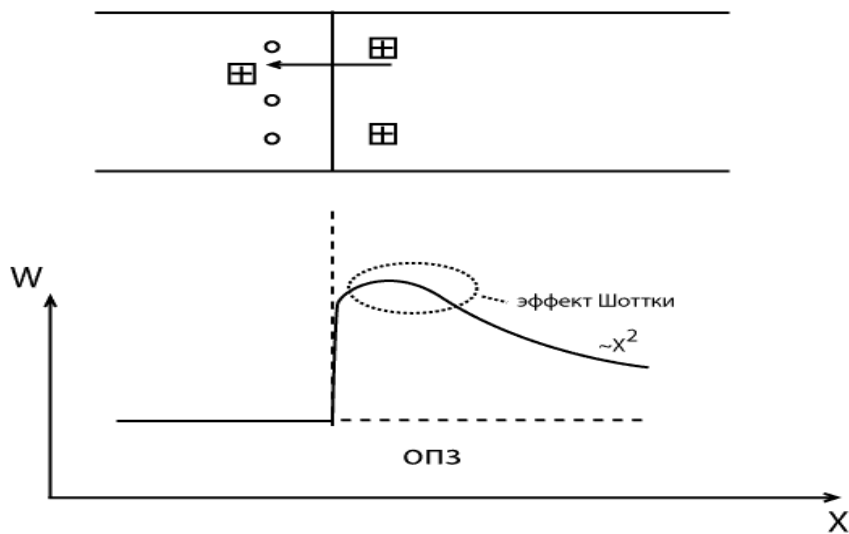
$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{eNd}{\epsilon\epsilon_0}$$

$$E(x) = \frac{eNd}{\epsilon\epsilon_0}(1-x)$$

Решаем уравнение Пуассона, задача полного объединения, то есть электронов в ОПЗ нет.

$$V(x) = -\frac{eNd}{2\epsilon\epsilon_0}(L-x^2)$$

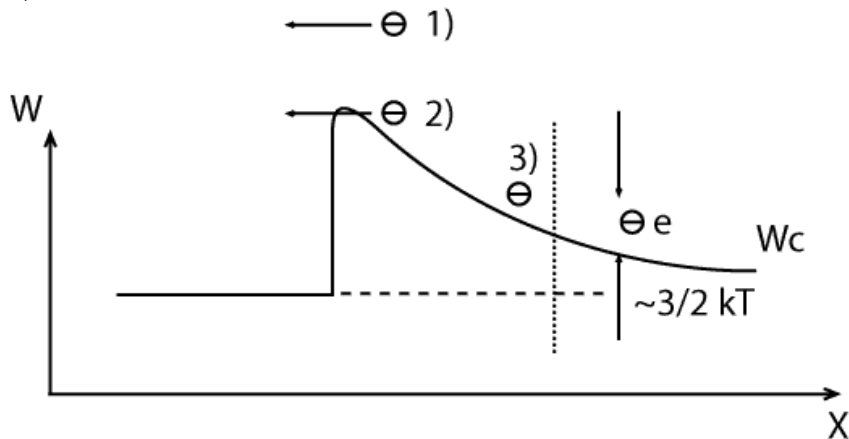
Def.: Эффектом Шоттки называется изменение формы барьера (металл-полупроводник) за счёт действия сил изображения;



Физический смысл: при подлете электрона к границе металл – полупроводник на расстоянии меньше, чем расстояние между атомами доноров, налетающие электроны отталкивают электроны, находящиеся внутри металла. Оголившиеся ионы металла притягивают к себе налетающие электроны. Это обуславливает уменьшение высоты барьера.

5.6.2. ВАХ барьерного контакта.

а) Механизм:



- 1) надбарьерная эмиссия электронов;
- 2) туннелирование электронов
- 3) рекомбинация с дырками в ОПЗ
- 4) рекомбинация с дырками вдоль от ОПЗ

Дырки возникают в полупроводнике n-типа из-за инжекции из металла.

б) Приближение теории:

- $V_{\text{конт}} \gg \frac{kT}{e}$ - потенциал, соответствующий энергии, когда электронов много.

Примечание: $eV = kT = 0,025$ эВ – энергия, отсчитывается от дна зоны проводимости W_c , где содержится максимальное количество электронов. $V_{\text{тепл}} = \frac{kT}{e} = 0,025$ В. Условие Когда

$V_{\text{бар}} \gg V_{\text{тепл}}$ – хороший барьер (электроны не могут через него перепрыгнуть). Рассмотрим ситуацию термодинамического равновесия (или слабого отличия от термодинамического равновесия) это значит $W_F \sim \text{const}$. Слабое протекание тока не нарушает состояние термодинамического равновесия.

в) Вывод ВАХ:

$$n = N_c \exp \left[- \frac{e(V_{\text{конт}} - U_{\text{внеш}})}{kT} \right]$$

$eV_{\text{конт}}$ - нас интересуют электроны, проходящие над барьером.

$eU_{\text{внеш}}$ – поскольку мы отсчитываем энергию от дна зоны проводимости, а дно зоны проводимости поднимается вместе с подачей $U_{\text{внеш}}$.

$$\text{Тогда } enU = I_{n \rightarrow \text{ме}} = \frac{eN_c \langle U \rangle}{2 \cdot 2} \exp \left[- \frac{e(V_{\text{конт}} - U_{\text{вн}})}{kT} \right]. \text{ Одна «2» в знаменателе}$$

потому, что только половина электронов движется к барьеру. Вторая – т.к. средняя скорость движения равна скорости дрейфа пополам.

$$V = \langle V \rangle / 2$$

$$I_{\text{ме} \rightarrow n/n} = \frac{eN_c \langle U \rangle}{4} \exp \left[- \frac{eV_{\text{конт}}}{kT} \right], \text{ т.к.}$$

$$I_{\text{ме} \rightarrow n/n} = I_{n \rightarrow \text{ме}}$$

При нулевом напряжении токи равны, а при другом напряжении ток из металла в полупроводник не меньше, так как не меньше высота барьера со стороны металла. Учтем, что максвелловское распределение электронов позволяет вычислить $\langle V \rangle$:

$$\langle V \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m^*}}$$

$$N_c = 2 \left[\frac{2\pi m^* kT}{n^2} \right]^{3/2}$$

$$J = J_s \exp \left[\frac{eU_{\text{внеш}}}{nkT} - 1 \right]$$

$$J_s = A^* T^2 \exp \left[- \frac{eV_{\text{конт}}}{kT} \right]$$

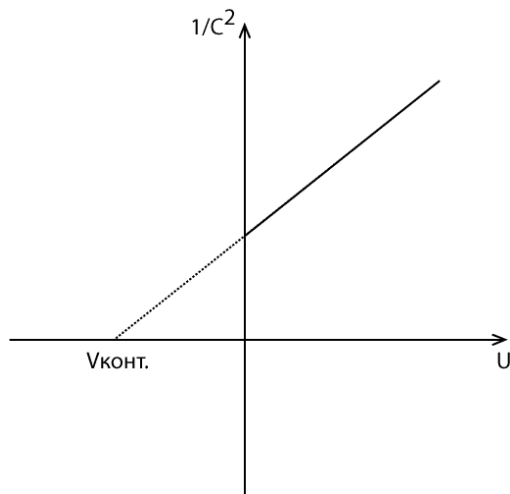
$$A^* = 4\pi m^* e k^2 / h^3 - \text{рост Ричардсона}$$

n – учитываем количество гетерограниц, $n \geq 1$.

5.6.3. Емкость контакта.

$$C = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{L}$$

$$C = S \sqrt{\frac{\epsilon\epsilon_0 e N_d}{2V_{\text{конт}}}}$$

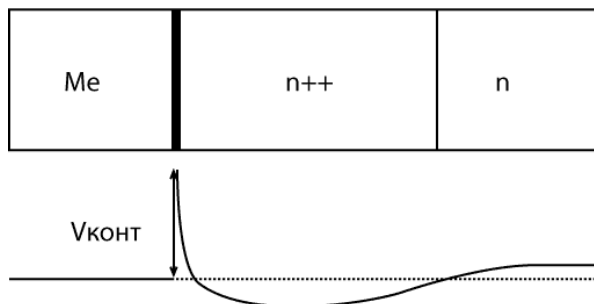


Замечания:

Максимальная аналогия с р-п переходом будет прослеживаться тогда, когда мы будем рассматривать р⁺⁺-п переход (р⁺⁺ слой играет роль металла), либо п⁺⁺-р (аналог барьера Шоттки – полупроводник р-типа). Аналог заключен в том, что форма потенциальных барьеров этих переходов совпадает;

- $V_{\text{конт}}$ легко может быть определено по ВФХ;
- в случае использования неоднородного легирования полупроводника, ВФХ позволяет определить профиль легирования $N_d(x)$

5.6.4. Омический контакт.



Замечания:

- область n⁺⁺ является вырожденным полупроводником, так что уровень Ферми лежит внутри зоны проводимости;

- **Def.: Омический контакт (ОК)** - контакт с минимальным сопротивлением;

- наличие n⁺ области уменьшает толщину барьера до туннельно-прозрачных размеров. В результате сопротивление контакта становится минимальным и слабо зависит от знака потенциала. Квантовый эффект позволяет сделать сопротивление как у куска металла.

Подбирая специальные пары (Al-Si, AuGe-GaAs)

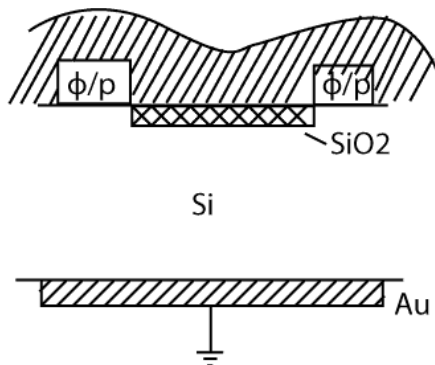


Эвтектика – высокодисперсионная смесь нескольких твердых фаз материалов. Это не есть сплав, так как там распределение однородное на атомарном уровне, а Э. – это пылинки (не атомарные, нанометровые) куски Ge внутри Au.

- при отжиге металлического контакта вкрапления Ge расплавляются и взаимодействуют с дефектами полупроводника. Производит легирование полупроводника до значения больше чем n^{++} . Такие вкрапления имеют конусообразную форму, что увеличивает напряженность поля на острие иголки. За счет эффекта Шоттки на острие барьера понижение идёт еще сильнее.

§5.7. Контакт МДП. Гетеропроводник.

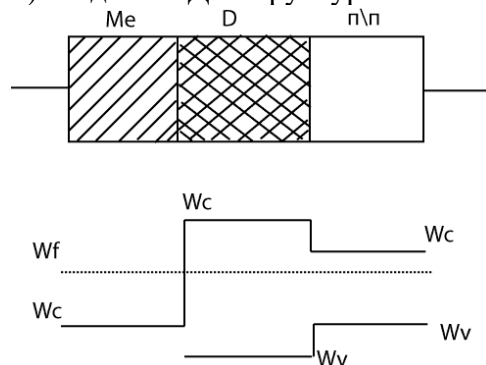
а) конструкция и технология



Механизм:

- 1) берём полупроводник;
- 2) делаем золотую подложку;
- 3) окисляем полупроводник, получаем SiO_2 (нагрев в атмосфере сухого O_2);
- 4) напыляем металлический контакт, используя ту же маску;
- 5) удаляем маску фоторезистора вместе с металлом, который лёг на фоторезистор;

б) Модель МДП структур



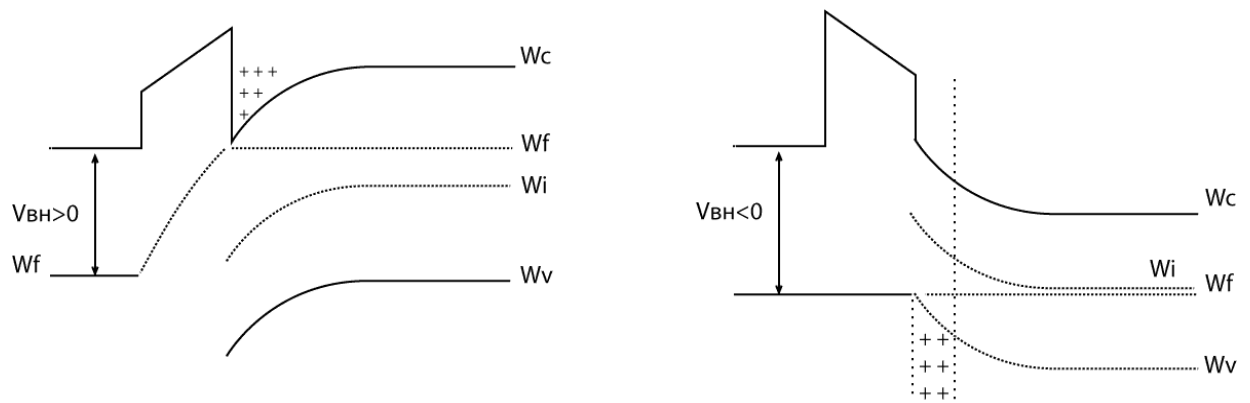
Примечания к рисунку:

- $U_{\text{внеш}} = 0$
- $W_F = \text{const}$, потому что напряжение мы не подавали;

Замечание: диэлектрик качественно похож на полупроводник, но с большей шириной запрещённой зоны. Для дырок и для электронов диэлектрик является препятствием.

в) зонная диаграмма при $U_{\text{внеш}} \neq 0$

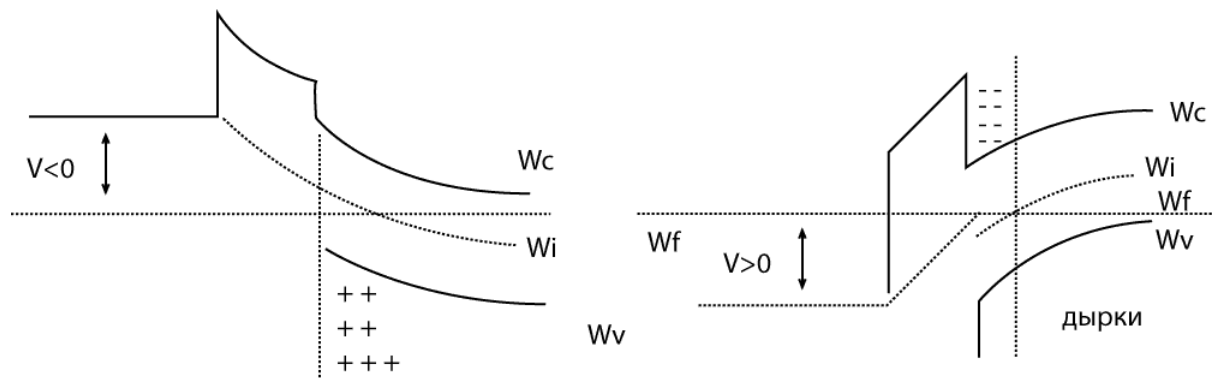
- режим обогащения:



- режим обеднения:



- режим инверсии:



Замечания:

- режим обогащения – режим, который приводит к накоплению основных носителей заряда в слое, прилегающем к диэлектрику;
- режим обеднения – режим, обратный обогащению; при этом уровень Ферми не пересекает середину запрещённой зоны (W_i);
- режим инверсии – режим, более сильный, чем режим обеднения, то есть подаётся напряжение того же знака, но большее по величине, так что уровень Ферми пересекает середину запрещённой зоны. В области, где он расположен, в другой зоне появляется канал из неосновных носителей заряда;

Def.: Инверсия типа проводимости – изменение типа проводимости в связи с переходом уровня Ферми в другую половину запрещённой зоны. В этой области полупроводника основными носителями заряда будут те носители, которые расположены в ближней к уровню Ферми разрешённой зоне полупроводника.

Инверсия типа проводимости возможна в структуре МДП, то есть на границах раздела узкозонных и широкозонных материалов. Эта ситуация возникает из-за того, что почти всё приложенное напряжение падает. На слое диэлектрика будет изгиб уровня Ферми. В то же время носителей заряда в диэлектрике нет, а скапливаются они в полупроводнике на границе с диэлектриком и являются причиной поля в диэлектрике.

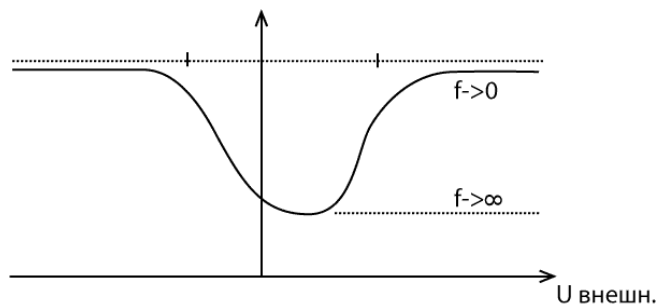
Электроны пришли в эту область из объёма полупроводника, либо возникли в результате термогенерации.

- поскольку электрический ток через диэлектрик не протекает, то уровень Ферми на границе с диэлектриком в полупроводнике строго постоянен. Небольшая часть напряжения падает на инверсном слое и обуславливает наклон уровня зоны проводимости.

Вывод: при постоянном внешнем напряжении в полупроводнике реализуется равновесное состояние. В то же время электрическое поле на границе полупроводника и диэлектрика есть, что обуславливает изгиб зон и, в том числе, инверсию типа проводимости.

г) ёмкость МДП структур

$$C = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 S}{d}$$



Замечания:

- обкладками конденсатора является слой металла и инверсный слой в полупроводнике или обогащённый слой заряда. Если это так, то d – толщина диэлектрика → получаем плоский конденсатор;

- в случае обеднения каждую обкладку рассматриваем индивидуально, тогда d – ещё и часть полупроводника.

- Если на электроды МДП структур будем подавать переменное напряжение:

$\hat{U} = U_{\text{внеш}} + U_1 \cos \omega t$, то в случае реализации режима обеднения обкладка ёмкости уйдёт вглубь полупроводника, то есть d увеличится. Значит, ёмкость конденсатора уменьшится; при дальнейшем увеличении $U_{\text{внеш}}$ возникнет инвертированный канал, то есть d уменьшится. Значит, ёмкость увеличится.

4) В случае высоких частот за колебание инверсия не успевает образоваться, так как из объёма полупроводника не успевают прийти основные носители заряда.

Вывод: чтобы работали МДП транзисторы, необходимо иметь резервуар с неосновными носителями заряда, чтобы они поставлялись в инверсный канал.

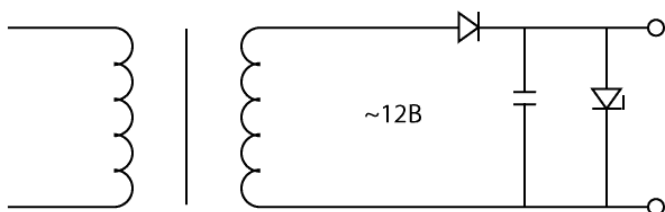
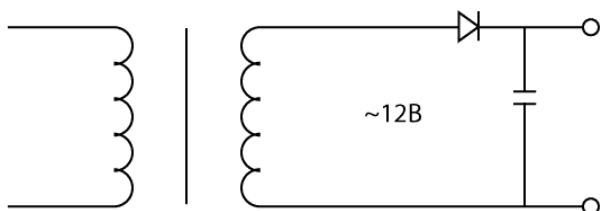
§5.8. Радиотехнические устройства и схемотехническое применение диодов на основе p-n переходов, барьера Шоттки и гетеропереходов.

Def.: Под **диодами** будем понимать конструкцию, состоящую из полупроводника и двух металлических электродов. Кроме барьерного электрода диода Шоттки все электроды – омические контакты.



а) выпрямитель

Выпрямитель (эволюция)



Примечания к рисунку:

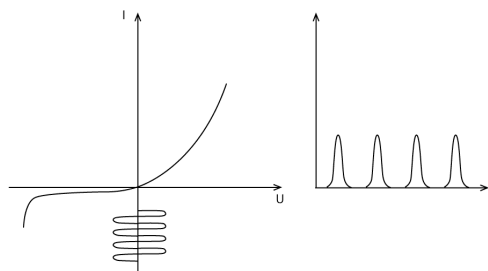
Чтобы было постоянное напряжение, ставим стабилитрон (нижний рисунок).

Def.: **Стабилитрон** – это полупроводниковый диод, работающий в режиме лавинного пробоя. Благодаря изменению интенсивности лавинного пробоя, то есть изменению вероятности тока через диод, диод будет удерживать напряжение, равное напряжению пробоя (в большом интервале токов в стабилизируемой сети). Поэтому вне зависимости от сопротивления нагрузки, подключаемой к клеммам, напряжение на диоде будет всегда равно напряжению пробоя (для работы параллельно со стабилитроном нужно ставить дополнительное сопротивление).

б) детектор на основе диода

Используется вторая схема выпрямителя. Отличие в том, что диод высокочастотный. В данной схеме используются небольшие ёмкости. Основной материал – это керамика (бумага не подходит).

Если будем подавать на диод с конденсатором амплитудно-модулированное напряжение, то на клеммах будут выделяться низкие частоты.

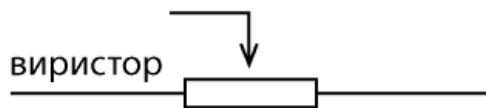
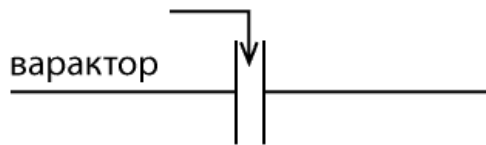


Если поставим фильтр, то получим источник сигнала высокой частоты. Недостаток этой схемы – малое КПД.

Замечание:

- если на вход подать два сигнала, то на выходе можно получить разностные и суммарные сигналы (смеситель)
- чтобы организовать смесители (или умножители) в ТГц области, нужно использовать диоды с мелкими ёмкостями. Технически проще реализовать диоды Шоттки.

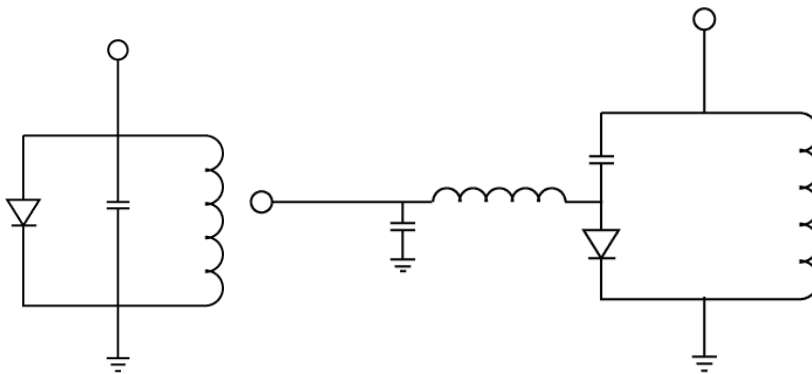
в) варакторы / варисторы



Def.: Варактор – переменная ёмкость $C=C(U)$

Def.: Варистор – переменное сопротивление $R=R(U)$

Def.: благодаря тому что при изменении напряжения на диоде от прямого до обратного его сопротивление и ёмкость меняется на несколько порядков то они могут быть использованы как переменные конденсаторы и переменные резисторы.



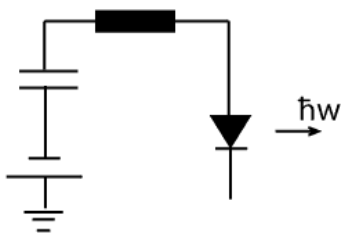
$$f_{рез} = f_{рез}(U_0) \\ U = U_0 + U_1 \cos \omega t, \text{ при } U_1 \ll U_0.$$

Физический смысл: В схеме №1 (левый рисунок) полярность питания должна быть такой, чтобы диод работал как переменная ёмкость (диод закрыт) а постоянная составляющая определяла переменную ёмкость. В схеме №2 (правый рисунок) полярность обратного напряжения должна быть такой, чтобы диод был в открытом состоянии. Варьируя $U_{упр.}$ вблизи $U_{конт}$ возможна реализация управления сопротивлением диода и величиной затухания.

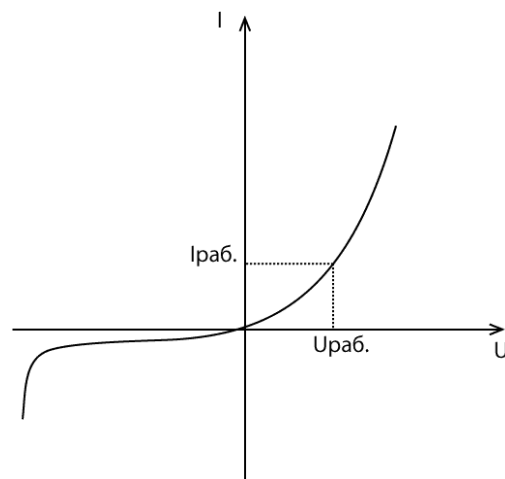
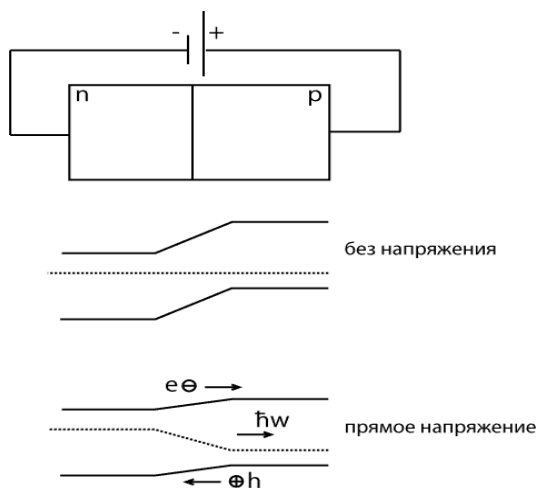
Замечания:

- диоды можно использовать как измерители температур, измеряя их сопротивления и ёмкости. Гораздо точнее можно провести измерения, если включить диод в контур и измерить уход резонансной частоты.

5.8.2 Оптоэлектронные приборы (диоды), генерирующие оптическое излучение (светодиоды, лазеры)



- 1) Закон сохранения энергии (накачка). Энергия берётся из батарейки.
- 2) Используем прямозонный полупроводник для того чтобы реализовалась излучательная рекомбинация, следовательно диод нужно включить в прямом направлении. Электроны в области p-n перехода будут рекомбинировать с дырками и излучать квант света.
- 3) Тип накачки:
 - инжекционный лазер (энергия с помощью электрического тока передаётся в лазер);
 - оптическая накачка;
- 4) инверсия населённости;



5) в области p-n перехода благодаря инверсии электронов и дырок в зоне проводимости много электронов, а в валентной зоне много дырок.

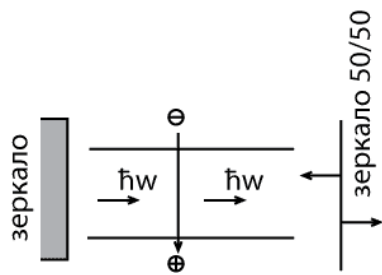
С точки зрения работы светодиода и лазера зона проводимости – верхний уровень.

Валентная зона – нижний. Работа идёт в 2-х зонной схеме. 3-й уровень присутствует

неявно это области вдали от p-n перехода, они являются резервуарами для электронов и дырок.

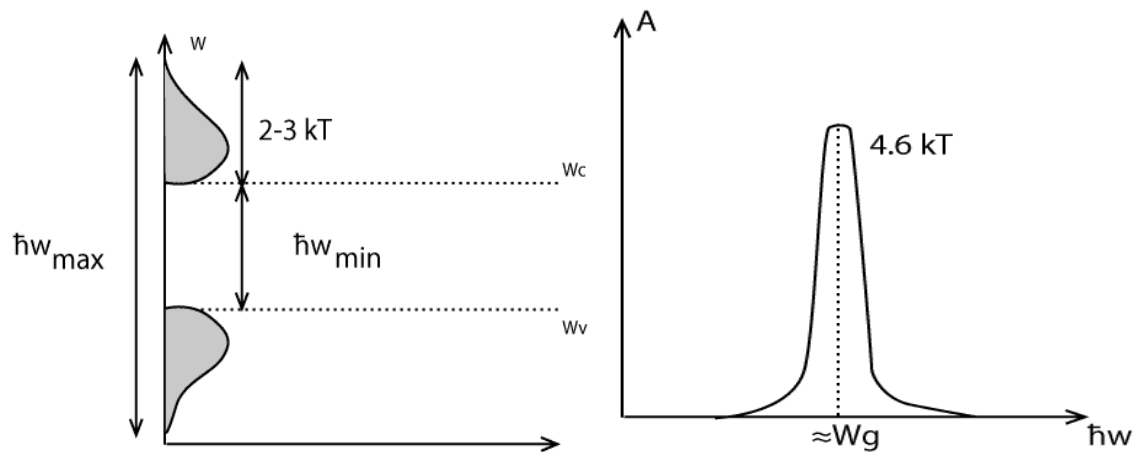
6) Различают вынужденное и спонтанное излучение.

Вынужденное – излучение, генерируемое электроном при переходе с верхнего на нижний (в полупроводнике при рекомбинации) когда такой переход вызван действием кванта света с энергией равной зазору между энергетическими уровнями. В случае такой генерации вынуждающий квант света и квант получившийся в результате перехода электрона будут синфазные, т.е. когерентны и сонаправлены.

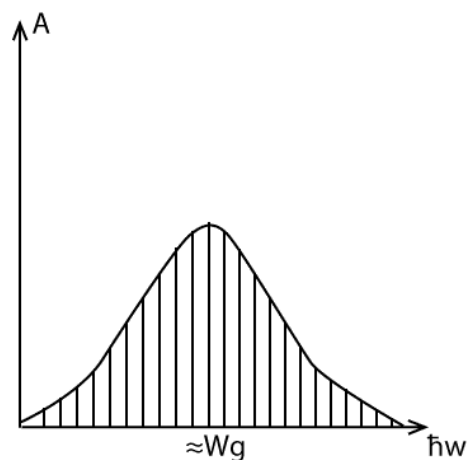


7) В обычном p-n переходе возможна реализация спонтанного излучения за счёт рекомбинации в этом случае будет реализован светодиод. Для того чтобы организовать вынужденное излучение (лазер) необходимо часть спонтанного излучения завернуть внутрь активной области с помощью непрозрачного и полупрозрачного зеркала (резонатор Фабри - Перо). Обратная связь непрерывно поддерживает вынужденное излучение, возникающее из-за электронно-дырочных пар, поставленных электрическим током.

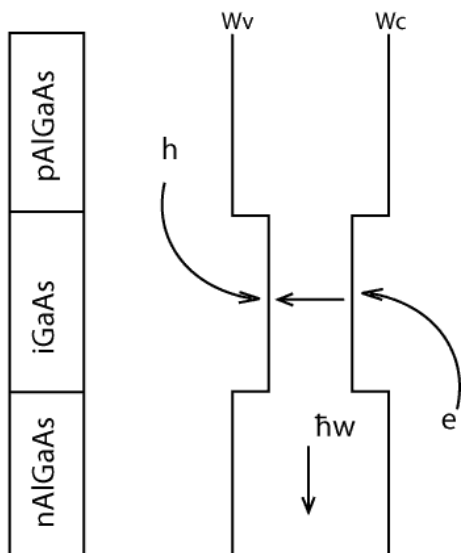
8) Ширина полосы излучения:



Сами грани кристалла являются зеркалами, чтобы их получить параллельными кристалл просто нужно сколоть, при этом расстояние между краями 1 мкм (1-1000 длин волн) Это многомодовый резонатор

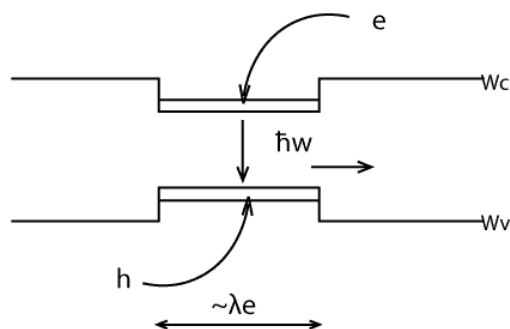
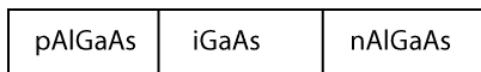


Получение лазера на основе обычного p-n перехода затруднено, так как концентрация в области электронов и дырок слишком мала. Необходимо ограничить область рекомбинации потенциальным барьером для чего используют гетеропереход.



Наличие гетеробарьера удерживает электроны и дырки в области рекомбинации благодаря этому концентрацию можно поднять на порядок и как следствие, снизить на порядок ток.

8) Лазерные диоды с квантовыми ямами:



Благодаря тому, что яма тонкая в ней образуются энергетические уровни и рекомбинируют электроны и дырки, находящиеся на этих уровнях.

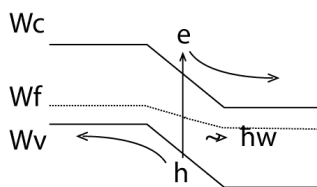
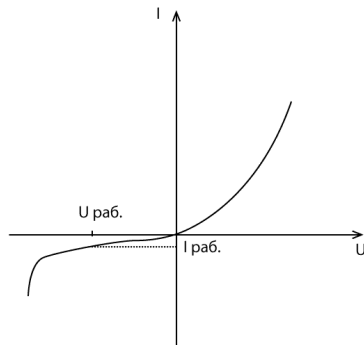
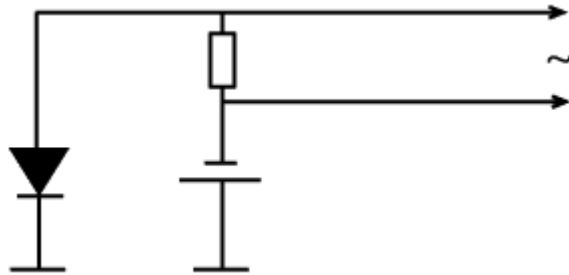
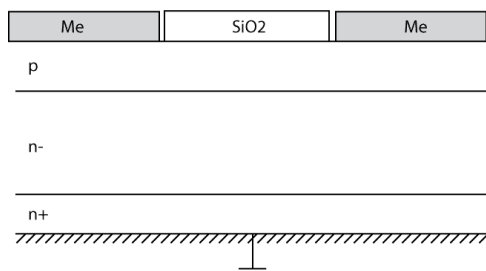
а) Благодаря тому, что положение уровня зависит от геометрических размеров ямы, легко изготовить лазер на нужную длину волны

б) Благодаря тому, что уширение квантового уровня $\ll kT$ возможна реализация монохроматического режима.

в) Благодаря тому, что диэлектрическая проницаемость ямы отличается от соседних слоёв, возможна имитация оптического волокна.

г) Если квантовую яму заменить на квантовые точки, то благодаря большей плотности состояний в квантовых точках можно ещё повысить концентрацию электронов и дырок то есть снизить ток накачки.

5.8.3 Оптоэлектронные приборы, детектирующие оптическое излучение. Фотодиоды. Оптические батареи



Механизм:

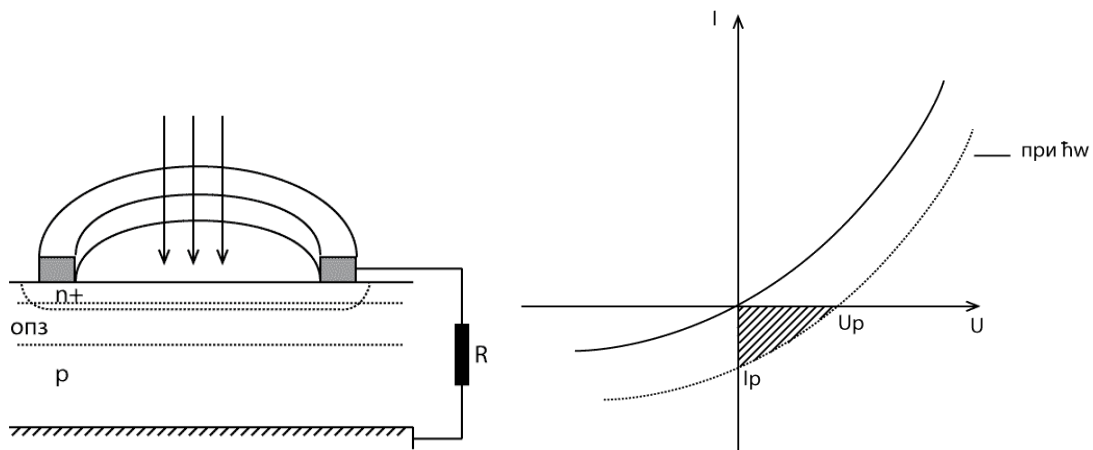
- 1) Свет попадает в полупроводник извне. Энергия кванта больше ширины запрещённой зоны что приводит к генерации электронно-дырочных пар, это увеличивает обратный ток диода и изменяет напряжение на сопротивлении нагрузки.
- 2) В качестве детектора оптического излучения может работать как прямозонный так и не прямозонный полупроводник.

$$G = gP_{hv}$$

- 3) Для подавления отражения света от поверхности используют просветляющее покрытие (SiO_2)
- 4) Толщина и уровень легирования n- выбирается таким образом, чтобы ОПЗ имела толщину $\sim \lambda_{\text{изл}}$ тогда весь свет будет поглощаться в области p-n перехода и приводить к увеличению тока, то есть КПД – максимальный;
- 5) Если в качестве рабочего напряжения выбрать напряжения пробоя, то возможна реализация усиления сигнала за счёт эффекта лавинного пробоя.

5.8.4 Солнечная батарея

$$P_{\text{батар}} \approx \frac{U_p - I_p}{2}$$



Механизм:

Свет попадает в ОПЗ р-n перехода, там генерируются заряды, которые создают ток в нагрузке.

Замечания:

- (!!!) отличие от фотодиода что там нет батарейки.
- чтобы измерить как ту, так и другую ВАХ в цепь нужно включить источник тока, миллиамперметр и вольтметр, а функционирует солнечная батарея без источника тока, при этом напряжения и ток фиксированы.

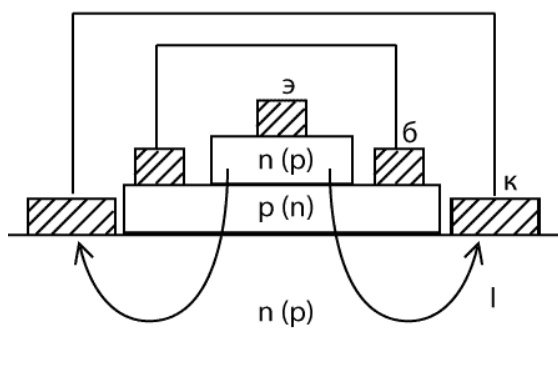
$\eta \propto \frac{W_g}{h\nu}$ при $h\nu > W_g$, где W_g – фиолетовая граница фотоэффекта. Уменьшение КПД при увеличении энергии кванта связано с увеличением поверхностной рекомбинации. При $h\nu < W_g$ $\eta \rightarrow 0$ - красная граница фотоэффекта.

§6. Транзисторы.

§ 6.1. Биполярный транзистор.

6.1.1. Реальная конструкция биполярного транзистора.

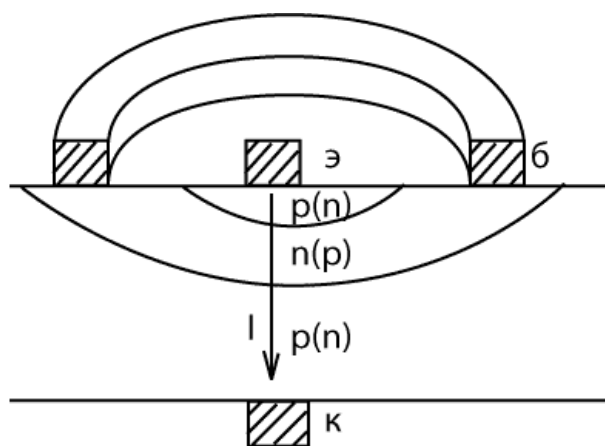
а) Биполярный транзистор на основе эпитаксиальной структуры.



- Электроды могут быть кольцевые, а может быть встречно-штырьевая система типа ВШП для поверхностных акустических волн (ПАВ-ов). Т.е. вид сверху будет либо кольца, либо похож на ВШП;

- конструкция как на рисунке характерна для высоко частотных транзисторов, для которых надо минимизировать ёмкости (латеральная конструкция) – все контакты вынесены на одну сторону кристалла;

б) Биполярный транзистор с ионной имплантацией.

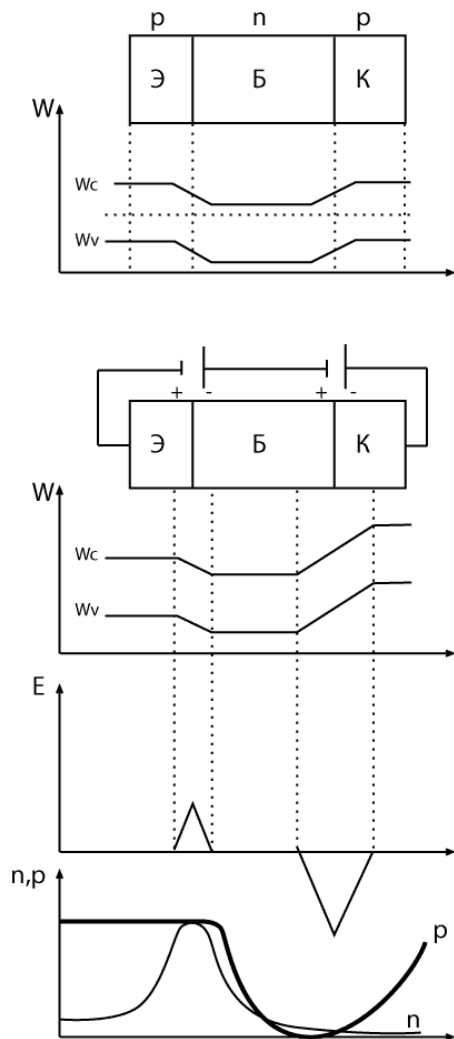


Замечания:

- применяется для интегральных схем или НЧ транзисторов,
- области эмиттера (Э) и базы (Б) созданы с помощью ионной имплантации внедрением ионов примесей на различную глубину (должна быть различная энергия, на которой ускорялся ион легирования);
- оба варианта а) и б) могут быть сформированы как p-n-p, так и n-p-n типа;
- в обоих вариантах контакты можно делать с различных сторон (а - ВЧ, б – НЧ).
- таким же образом можно формировать многослойные конструкции с большим числом слоёв – например для теристора;

(!!! см. технологию эпитаксии и ионного легирования).

6.1.2. Идеализированная структура биполярного транзистора.



Замечания:

- правила построения зонной диаграммы остаются прежними (уровень Ферми, границы областей, зоны);
- направление поля в ОПЗ р-п перехода связано с расположением доноров и акцепторов так, что поля направлены в разные стороны; (см. р-п переход);
- рассмотрим случай включения эмиттерного перехода в прямом направлении, а коллектора – в обратном; это стандартная схема включения транзистора;
- рассматриваем стационарное состояние;

$$\frac{\partial n}{\partial t} = 0 \rightarrow j_n = \text{const}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = 0 \rightarrow j_p = \text{const}$$

- если $n(x), p(x) \neq \text{const}$, то $V_n(x), V_p(x) \neq \text{const}$, причём $n(x)V_n(x) = \text{const}$ и

$p(x)V_p(x) = \text{const}$ (сколько втекает – столько и вытекает). Физический смысл – где больше концентрация, там меньше скорость, и наоборот.

- эти рассуждения справедливы когда ток базы мал: $I_{\text{жк}} \gg I_{\text{б}}$ (!!!) (основной ток в транзисторе втекает в эмиттер и вытекает из коллектора);

- на открытом эмиттерном переходе за счёт явления инжекции происходит сброс дырок в базу, а электронов в эмиттер, поэтому их концентрация там велика, а размер ОПЗ стремится к нулю (электрическое поле там мало);
- на коллекторном переходе за счёт явления экстракции происходит быстрое втягивание неосновных носителей - дырок в коллектор и электронов в базу электрическим полем - концентрация их там мала – размер ОПЗ больше, чем на Э-Б переходе, и поле там велико; это соответствует закрытому состоянию Э-К перехода;
- благодаря сильному перепаду концентрации в области базы, возникает градиент концентрации дырок; т.к. в базе нет электрического поля – носители заряда там будут двигаться за счёт диффузии – по градиенту концентрации; из-за того, что концентрация электронов в базе выбирается малой – *электронный ток в базе мал*;
- кроме того потоку электронов к эмиттеру препятствует градиент концентрации электронов;
- поток электронов в коллектор ограничен встречным полем коллекторного перехода;
- если сделать ширину базы меньше, чем $L_{\text{диф}}$ – диффузионная длина дырок в базе, то там также будет подавлена и рекомбинация; всё это в совокупности минимизирует базовый ток, т.е. $I_{\text{ЭК}} \gg I_{\text{Б}}$;
- изменяя напряжение Э-Б возможно управление током эмиттерного перехода (т.е. током Э-К) без затрат и существенной мощности; ток в цепи Э-Б будет мал, т.е. $U_{\text{ЭБ}} I_{\text{ЭБ}}$ мало:
 $U_{\text{ЭК}} I_{\text{ЭК}} \gg U_{\text{ЭБ}} I_{\text{Б}}$

- уравнением для описания движения дыр в базе является уравнение диффузии:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = \frac{p - p_{\delta}}{L_p^2}, \text{ граничные условия для которого задают инжекция и экстракция: } n(x)p(x)$$

эмиттера -- $n(x)p(x)$ коллектора. Для того, чтобы их сосчитать, необходимо воспользоваться теорией р-п перехода (см. методичку по Полупроводниковому диод); в результате решения этой системы должны получиться следующие уравнения:

$$1) I_{\text{Э}} = I_{\text{ЭЭ}} \left(e^{\frac{eU_{\text{Э}}}{kT}} - 1 \right) + I_{\text{ЭК}} \left(1 - e^{\frac{eU_{\text{К}}}{kT}} \right)$$

$$2) I_{\text{К}} = I_{\text{ЭК}} \left(e^{\frac{eU_{\text{Э}}}{kT}} - 1 \right) + I_{\text{КК}} \left(1 - e^{\frac{eU_{\text{К}}}{kT}} \right)$$

$$3) I_{\text{ЭЭ}} = \frac{eD_p^{\delta} p_B S}{L_p} \operatorname{cth} \left(\frac{d}{L_p} \right) + \frac{eD_p^{\text{Э}} n_{\text{Э}} S}{L_n^{\text{Э}}}$$

$$4) I_{\text{КБ}} = \frac{eD_p^{\delta} p_B S}{L_p} \operatorname{cth} \left(\frac{d}{L_p} \right) + \frac{eD_p^{\text{К}} n_{\text{К}} S}{L_n^{\text{К}}}$$

$$5) I_{\text{ЭК}} = \frac{eD_p^{\delta} p_B S}{L_p} \operatorname{csc} h \left(\frac{d}{L_p} \right)$$

$$\frac{\lambda}{L_p} \gg 1, I_{\text{ЭК}} > 0$$

Пояснения:

- 1) и 2) – каждый ток состоит из 2 слагаемых – собственный ток и ток из соседнего р-п перехода;
- б) первое слагаемое в 1) (назовём 1.1) – ВАХ эмиттерного перехода, 2.2 – ВАХ коллекторного перехода; 1.2 и 2.1. – дырочные токи которыми обмениваются р-п переходы (прим.: для запоминания удобна ассоциация с квадратной матрицей 2x2 – главная диагональ и побочная);

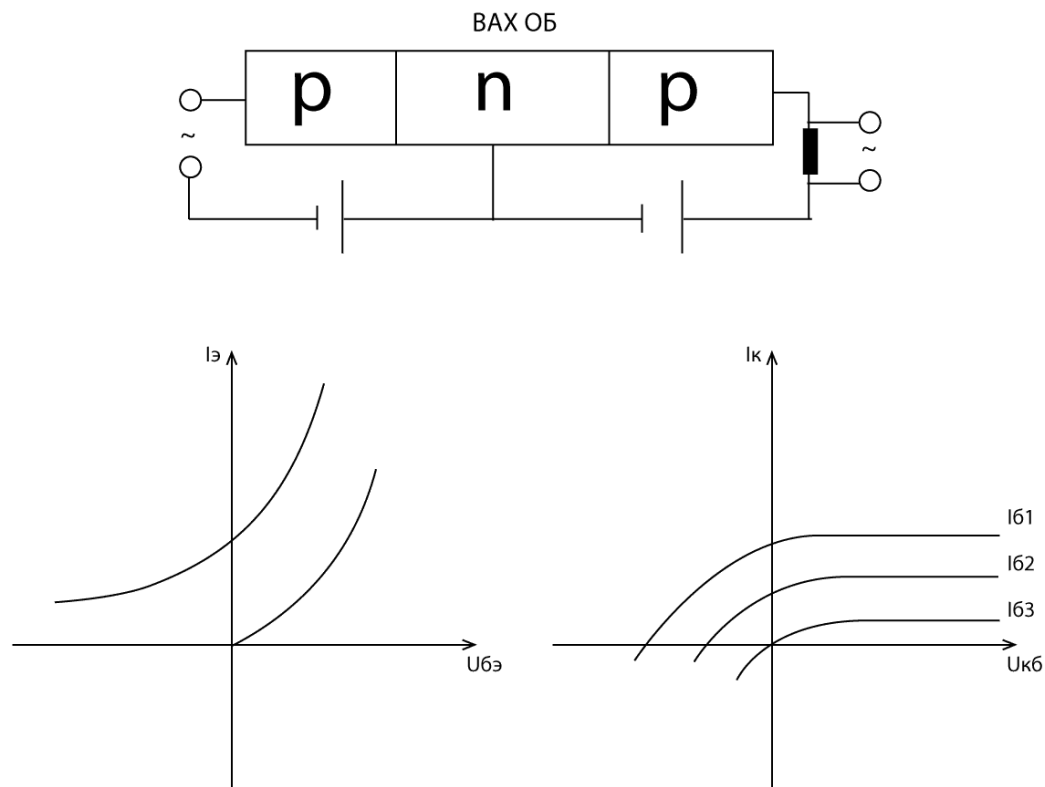
- в) $I_{Э}$, $I_{КБ}$ – обратные токи эмиттерного (3) и коллектора (4) p-n переходов;
 г) 5 – обратная связь

(продолжаются замечания)

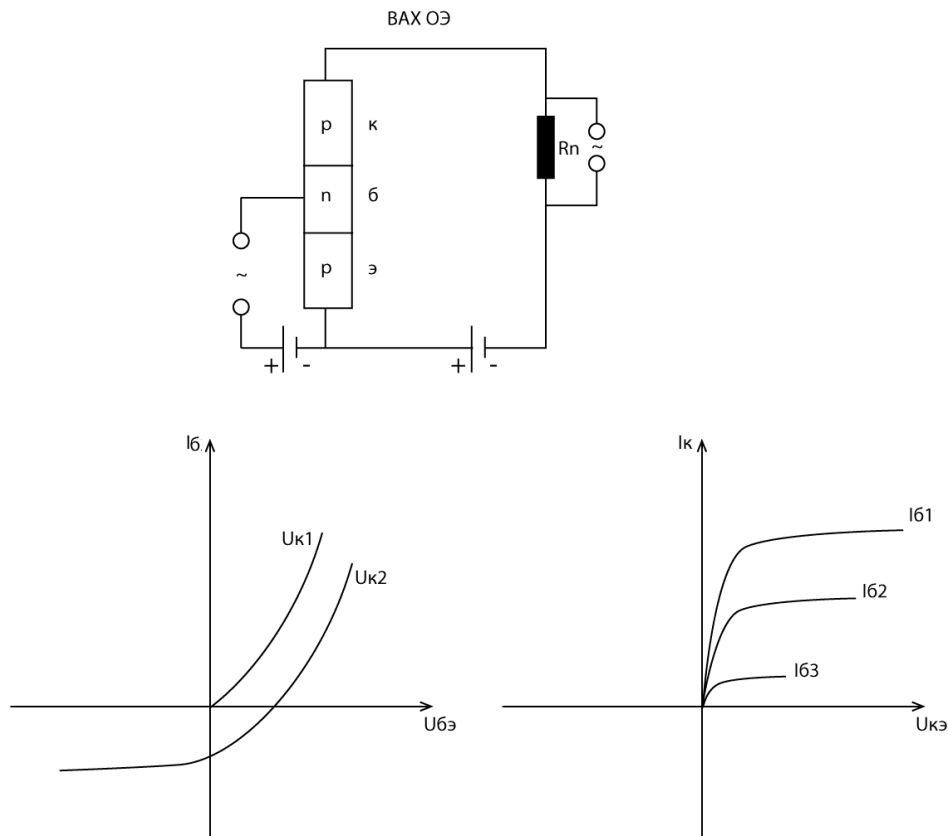
- **Эффект Эрли:** если увеличивается напряжение на коллекторе, то ОПЗ коллекторного перехода тоже растёт – длина базы без поля уменьшается (при этом концентрации дырок на эмиттерной и коллекторной границах базы остаются без изменений); в результате градиент концентрации дырок в базе увеличивается – и возрастает ток эмиттер-коллектор; Т.к. выходное напряжение влияет на входной ток – получаем что это есть обратная связь, причём эта связь паразитная, снижающая коэффициент усиления;

- если подать на коллекторное напряжение, сравнимое с напряжением пробоя – транзистор выйдет из строя; однако в случае импульсного полезно сигнала лавинное умножение и лавинный пробой можно использовать для усиления сигнала, но для этого необходимо выбирать большую скважность, чтобы транзистор успел остыть;

ВАХ в схеме с Общей Базой



ВАХ в схеме с Общим Эмиттером



Замечания:

- в схеме с общим эмиттером и в схеме с общей базой общая точка для двух батарей подключена к разному источнику – Б или Э.
- на зависимости $I_K(U_{КЭ})$ и $I_K(U_{КБ})$ нижняя ветвь соответствует своему собственному току коллекторного перехода, когда эмиттерный переход закрыт;
- точки, когда $U = 0$, а $I \neq 0$ и наоборот, - причиной всегда является ток от другого p-n перехода; это справедливо для всех 4 характеристик;

6.1.3. Эквивалентная схема и статические параметры биполярного транзистора.

1) $\alpha = \left. \frac{I_K}{I_{\text{Э}}} \right|_{U_{КЭ}=0}$ - статический коэффициент усиления по току в схеме с общей базой. Но

т.к. $I_K \sim I_{\text{Э}}$ то $\alpha \leq 1$; Если $\forall \alpha = 0.99$, то 1% дырок рекомбинируют по пути из эмиттера в коллектор;

$\beta = \frac{1}{1-\alpha}$ - статический коэффициент усиления по току в схеме с общим эмиттером.

$\beta \gg 1$, т.к. $I_{\text{Б}} \ll I_K$.

Можно также для схемы с общей базой записать следующее:

$$I_K = \alpha I_{\text{Э}} + I_{\text{Кобр}}$$

$$I_{\text{Б}} = (1-\alpha)I_{\text{Э}} - I_{\text{Кобр}}$$

$I_{\text{Б}} = I_{\text{Э}} - I_{\text{Кобр}}$ - фактически закон Кирхгофа. Обратный ток как раз содержит тот 1% дырок.

2) коэффициент переноса дырок через базу;

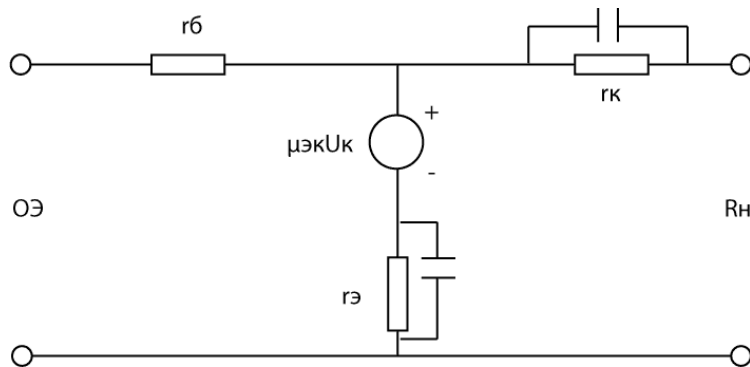
$$\chi = \left. \frac{I_P^K}{I_P^\vartheta} \right|_{U_K=0}$$

3) коэффициент инжекции:

$$\gamma = \left. \frac{I_P^K}{I_P^\vartheta} \right|_{U_K=0}$$

Общее соотношение для всех трёх коэффициентов (схема с ОБ): $\alpha = \gamma\chi \approx 1$

Эквивалентная схема (ОЭ)



$$h_{11} = \left(\frac{U_{\text{вх}}}{i_{\text{вх}}} \right)_{U_{\text{вых}}=0} = r_{\text{б}} + \frac{r_{\text{э}}}{1-\alpha} \text{ - входное сопротивление}$$

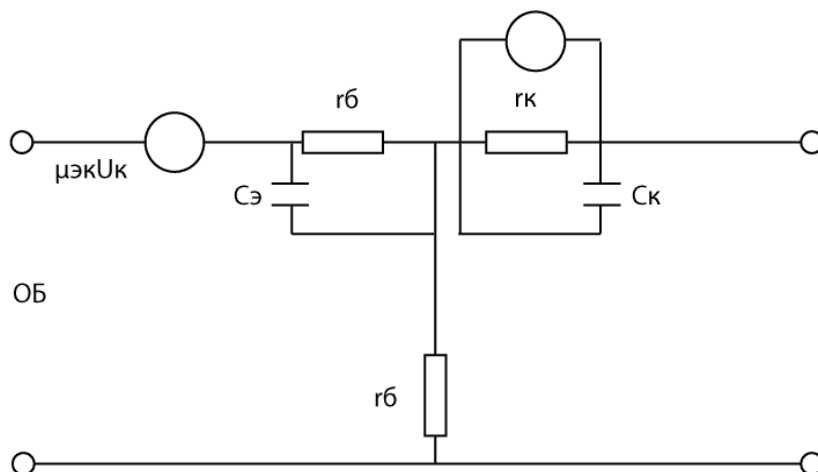
$$h_{12} = \left(\frac{U_{\text{вх}}}{U_{\text{вых}}} \right)_{i_{\text{вх}}=0} = \frac{r_{\text{э}}}{2(1+\alpha)r_{\text{к}}} \text{ - коэффициент обратной связи по напряжению}$$

$$h_{21} = \left(\frac{i_{\text{вых}}}{i_{\text{вх}}} \right)_{U_{\text{вх}}=0} = \beta - \frac{\alpha}{1-\alpha} \text{ - коэффициент усиления по току в схеме с ОЭ}$$

$$h_{22} = \left(\frac{i_{\text{вых}}}{U_{\text{вых}}} \right)_{i_{\text{вх}}=0} = \frac{1}{(1-\alpha)r_{\text{к}}} \text{ - выходная проводимость}$$

6.1.4. ВЧ свойства биполярного транзистора..

Схема с общей базой:

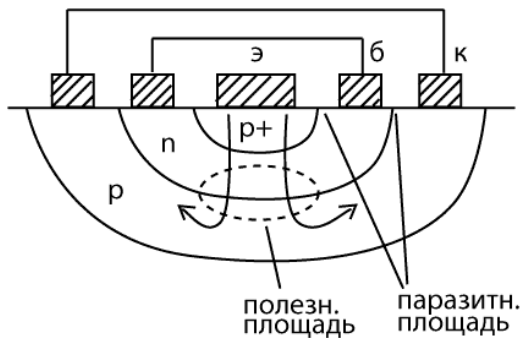


В схеме с общим эмиттером входной сигнал перезаряжает ёмкости переходов параллельно, а в схеме с общей базой – последовательно. В результате схема с общей базой более высокочастотная, т.к. ёмкость там меньше (более быстрая). А в схеме с общим эмиттером - $\beta \gg \alpha$ - больше коэффициент усиления по току.

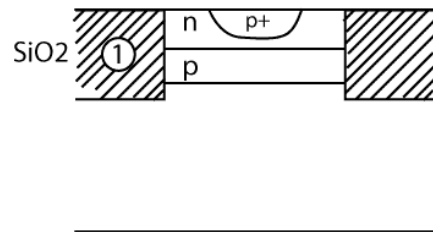
§ 6.2. Разновидности биполярных транзисторов.

6.2.1. История биполярных транзисторов (как элементов интегральных схем).

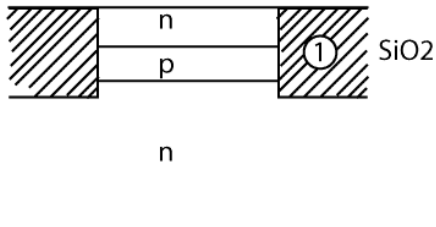
1970



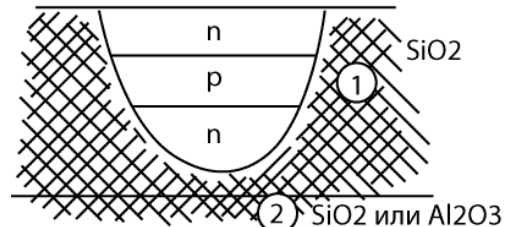
1971



1975



1985

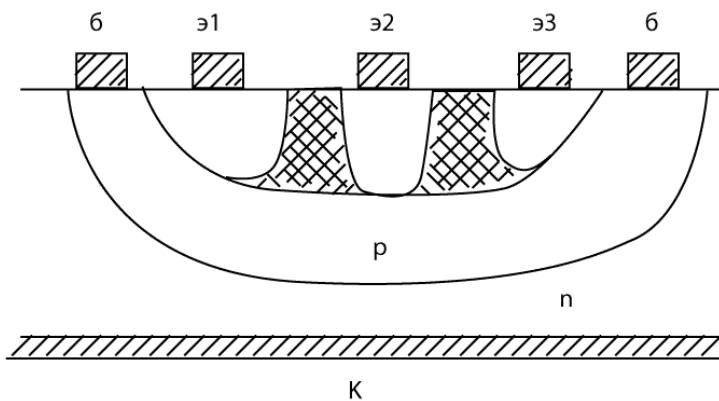


Замечания:

- 1)используемая смесь диэлектрика позволяет уменьшить паразитную площадь p-n перехода.
- 2)боковая площадь паразитная, а зонная площадь полезная; через полезную площадь протекает ток, и она обуславливает выходную мощность. Паразитная площадь увеличивает ёмкость, а добавку к току не даёт.
- 3)слой 1 изготавливается с помощью окисления кремния; слой 2 – либо оксид кремния (SiO_2), созданный по другой технологии (например, эпитаксиальной), либо оксид алюминия (Al_2O_3). Слой 2 изолирует объём транзистора от толстой подложки, поэтому при нагреве термогенерация в подложке не ухудшает работу транзистора; позволяет работать в условиях сильного ионизированного излучения (космос).

6.2.2. Интегрально-инжекционная логика (ИИЛ).

Рассмотрим один из элементов: многоэмиттерный транзистор



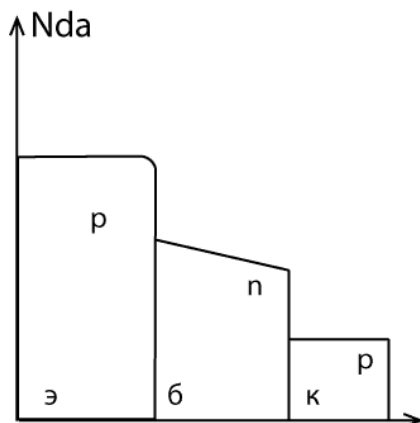
Замечание:

- наличие нескольких эмиттеров позволяет на одном транзисторе организовать выполнение логических операций; считая эмиттеры входными электродами, получим, что наличие «1» на любом из эмиттеров даст «1» на выходе (коллекторе).
 - другие логические операции реализуются на других транзисторах (там, где много коллекторов или баз). Такая технология позволяет экономить площадь, но необходимо использовать более высокую технологию. Поэтому это широко не используется.
 - объединение И2Л с технологией «кремний на изоляторе или на оксиде алюминия– Al_2O_3 (КНИ, КНС)» позволяет формировать трёхмерные интегральные схемы (т.е. транзистор не только на поверхности, а несколько слоёв транзисторов).
- 4)если изготовить интегральные схемы с транзисторами в несколько слоёв, то резко уменьшится площадь схемы и длина линий связи (которые определяют частоты работы транзистора); но для этого необходимо уменьшить размеры транзистора, чтобы уменьшить токи, которые приводят к разогреву схемы; кроме того, уменьшение размера транзистора и линий связи приводит к уменьшению паразитных ёмкостей, для перезарядки которых требуются большие токи.

№ 6.2.3. Диффузионные и дрейфовые биполярные транзисторы.

Def.: Диффузионными называются биполярные транзисторы, в которых движение носителей заряда через базу идёт только за счёт диффузии.

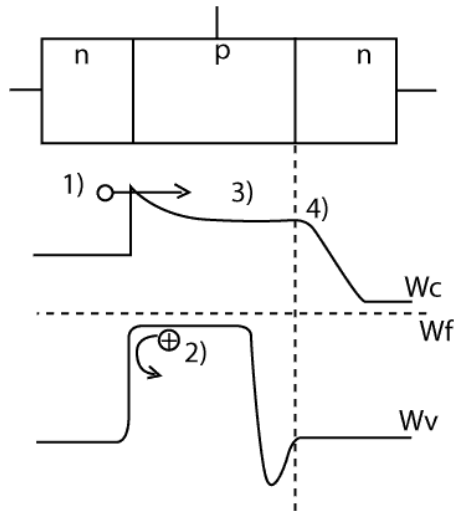
Def.: Дрейфовыми называются биполярные транзисторы, в базе которых есть встроенное электрическое поле, которое получается за счёт неоднородного легирования или использования варизонной базы (см. гетеропереходный транзистор).



Замечание:

- за счёт диффузии в неоднородно легированной базе, в левой части базы $\bar{e} < N_d \rightarrow$ в левой части положительный заряд; в правой – $\bar{e} > N_d \rightarrow$ в правой части отрицательный заряд (см. n+-n- переход).

6.2.4. Гетеробиполярный транзистор.



Замечания:

- на рисунке указан лишь тип легирования
- а) электроны инжектируются в базу с помощью туннелирования через тонкий барьер или с помощью надбарьерной эмиссии. В результате формируется диаграмма направленности инжектора (барьера), так как туннелирование поперёк барьера, когда величина барьера минимальна, имеет большую вероятность.
- б) униполярная инжекция обусловлена барьером база-эмиттер для дырок. Дырки не инжектируются в эмиттер, поэтому не рекомбинируют, значит, паразитный базовый ток мал.
- в) наличие варизонной базы даёт встроенное поле, ускоряющее электроны в базе.
- г) наличие барьера для электронов в коллекторном переходе позволяет уменьшить концентрацию электронов в коллекторе и минимизировать ёмкость коллекторного перехода. Уменьшение концентрации электронов также снижает инжекцию электронов из коллектора в базу ($f_{\max} = 50$ ГГц).
- д) наличие барьера для дырок в коллекторном переходе позволяет снизить ток утечки коллекторного перехода I_{K^0} . Это в совокупности с большой шириной запрещённой зоны в области коллекторного перехода обуславливает большое напряжение пробоя.
- сравнение быстродействия диффузионных, дрейфовых, гетеробиполярных транзисторов:

$$E_{встр} = \frac{\Delta W_g}{ed_{базы}} \quad \tau_{дрейф}^{пролёта} = \frac{d_{базы}}{\mu E_{встр}} = \frac{ed_{встр}^2}{\mu \Delta W_g}$$

$$\tau_{диф}^{пролёта} = \frac{d_B^2}{2D} \quad \frac{\tau_{np}^{(\Delta W_g, np)}}{\tau_{np}^{диф}} \cong 0,2, \text{ то есть в 5 раз (так как } \Delta W_g \cong 0,25 \text{ эВ)}$$

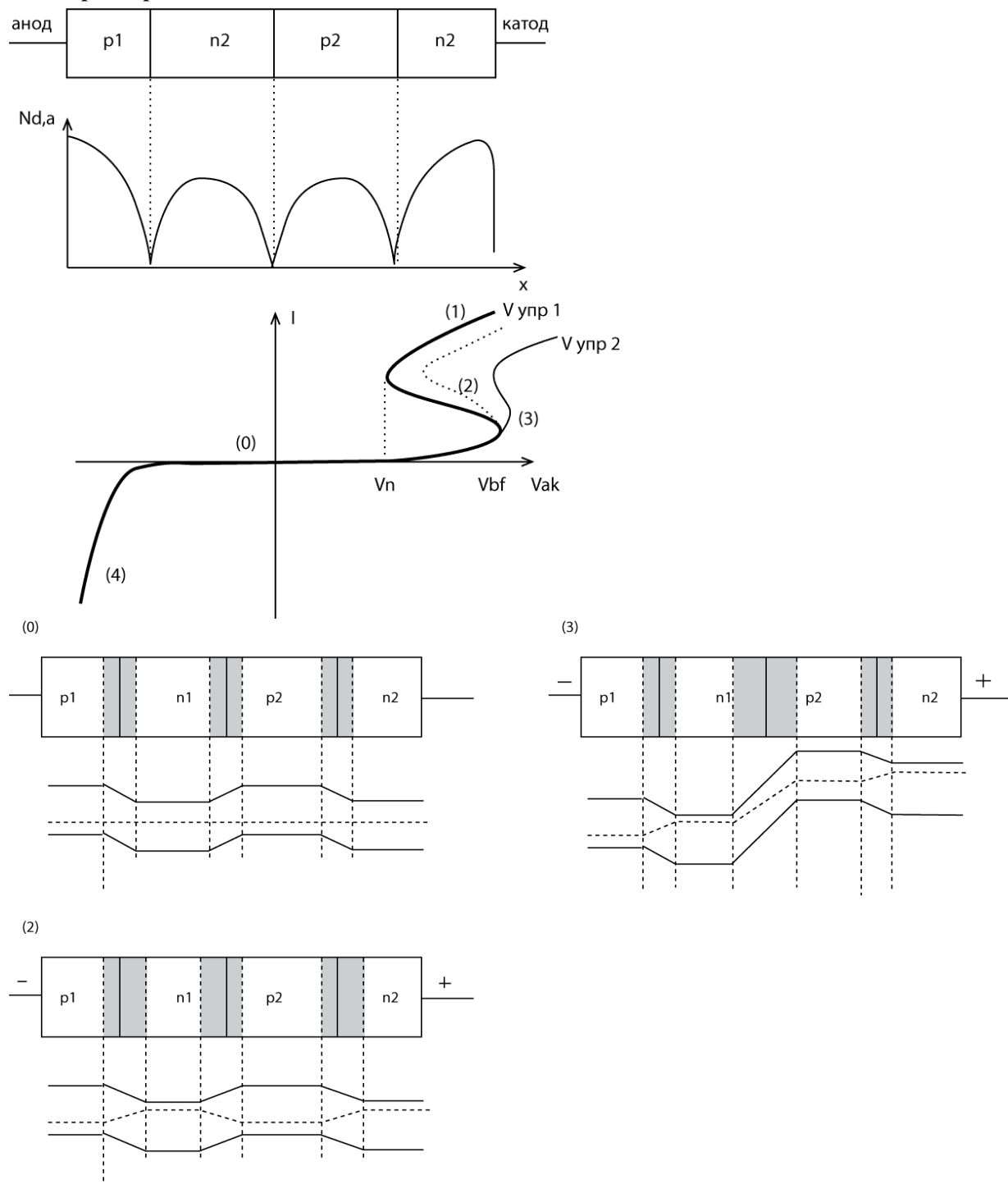
Встречное поле в диффузионном транзисторе неоднородного легирования:

$$E_{встр}^{\Delta W_g} = \frac{\Delta W_F}{ed_B} = \frac{kT \ln(\frac{N_{d1}}{N_{d2}})}{ed_B}, \text{ где } \frac{N_{d1}}{N_{d2}} \sim 10^4$$

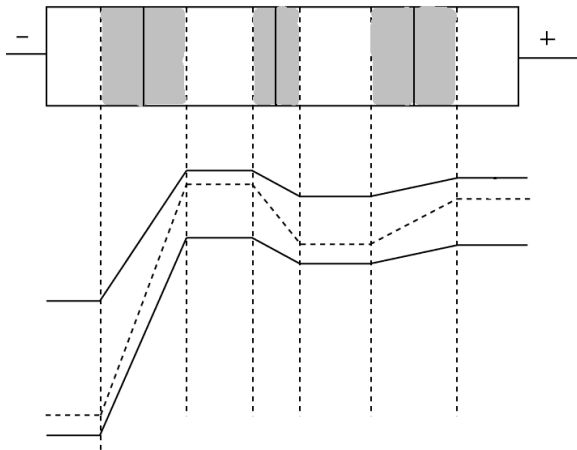
$$\tau_{\text{диф}} > \tau^{\Delta W_d, \partial p} > \tau^{\Delta W_g, \partial p}$$

- предельная частота получена при сочетании варизонной базы, минимальной длины области пространственного заряда, за счёт использования базы на основе гетероперехода, за счёт инжекции электронов поперёк слоёв. Поэтому эффект всплеска скорости будет захватывать всю толщину базы.

6.3. Тиристор.



(4)



Структура может быть создана как ионной имплантацией, так и ЭЛЭ. Рассматриваем только диодное включение, то есть управляющие электроды не работают.

Примечание к рисункам:

- (2)- ОПЗ шире, все переходы открыты, протекает ток.

Замечания:

- участок (0) – рисуем по правилам;

- участок (4) – при обратном включении крайние р-п переходы закрыты; ток уменьшается, пока не начнётся пробой;

- переход (3) – (2): (3) – крайние р-п переходы открыты, средний закрыт, так как возникает инжекция не основных носителей заряда и левого, и правого р-п переходов; область пространственного заряда среднего заполняется не основными носителями заряда, для которых поле ускоряющее. В результате область пространственного заряда среднего р-п перехода уменьшается до размеров, соответствующих приоткрытому состоянию, и в структуре протекает большой ток (2).

!!!Это происходит только при подаче на диод напряжения $U > V_{BF}$, когда инжекция из крайних переходов становится большой. Увеличение тока тиристора ведёт за собой перераспределение напряжения между переходами (см. W_F на (2) – есть участок снижения).

Эквивалентная схема:

Разобьём транзистор на два эквивалентных транзистора:

$$I_{B1} = (1 - \alpha_1)I_A - I_{C1}$$

$$I_{C2} = \alpha_2 I_K + I_{C2}$$

$$I_{B1} = I_{C2} \Rightarrow (1 - \alpha_1)I_A - I_{C1} = \alpha_2 I_K + I_{C2} \Rightarrow I_A = \frac{\alpha_2 I_g + I_{C1} + I_{C2}}{1 - (\alpha_1 + \alpha_2)}$$

$$\alpha_1 + \alpha_2 < 1 \Rightarrow I_A \text{ мал}$$

$$\alpha_1 + \alpha_2 \rightarrow 1 \Rightarrow I_A \text{ увеличивается}$$

Замечания:

- формула работает для участка (3); переключение, когда знаменатель отрицательный, то есть $\alpha_1 + \alpha_2 > 1$

- время переключения транзисторов, время включения: $t_{оп} = \sqrt{t_1 - t_2}$

$$t_1 > \frac{L_{n_1}^2}{2D_p}, \quad t_2 > \frac{L_{p_2}^2}{2D_n}$$

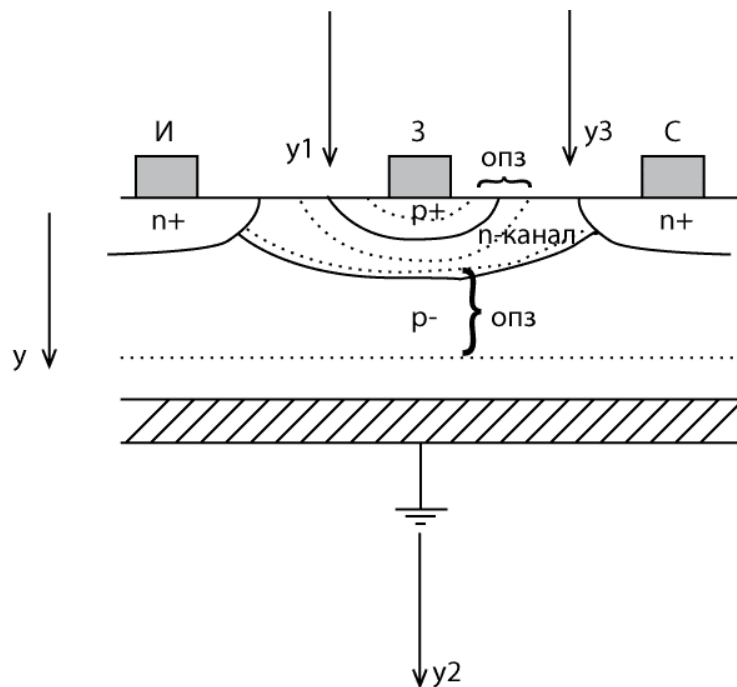
$$t_{off} = \tau_p \ln\left(\frac{I_F}{I_n}\right)$$

$$I = I_F \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right)$$

3) при выключении тиристора происходит рекомбинация не основных носителей заряда. Ток спадает экспоненциально, время спада тока равно времени жизни не основных носителей заряда. Время выключения будет $\sim I_F/I_n$

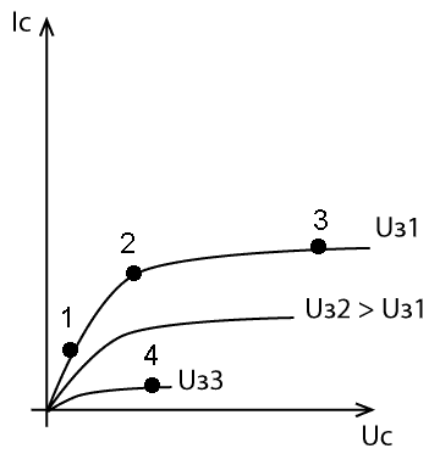
6.4. Полевые транзисторы.

6.4.1. Полевые транзисторы с управляющим p-n переходом и барьером Шоттки.

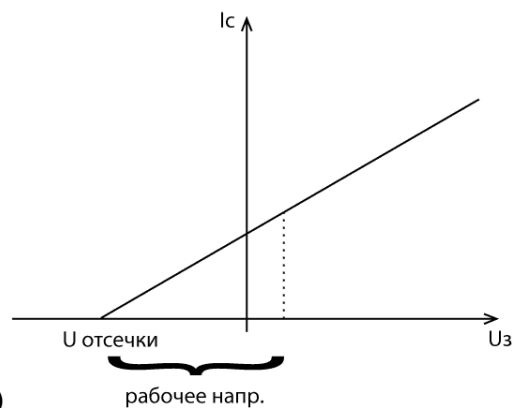


(рис 1)

Выходная ВАХ:



(рис 2.)



(рис 3)

Механизм:

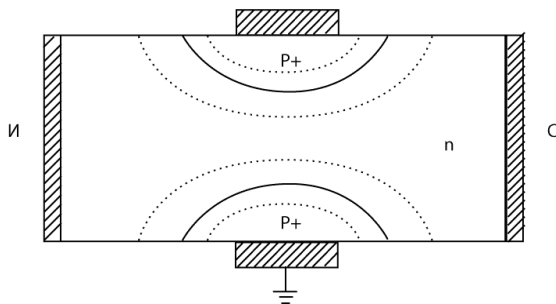
Принцип работы полевого транзистора состоит в протекании тока И-С вдоль слоя канала между двумя областями пространственных зарядов р-п переходов затвор-канал, канал-подложка. При увеличении отрицательного напряжения на затворе область пространственного заряда затвор-канал увеличивается, толщина проводящего слоя канала уменьшается, поэтому ток уменьшается (см. рис 3).

При $U_3 = U_{отс}$ ток равен нулю (области пространственного заряда смыкаются → транзистор «закрыт»).

Замечания:

- причина возникновения насыщения на выходной ВАХ (рис 2.);

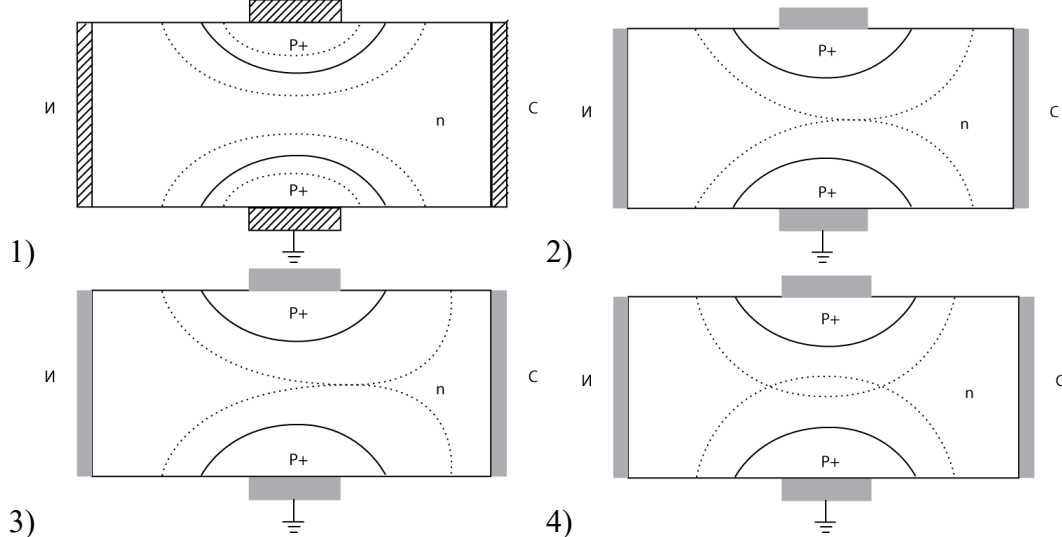
Используем модель Шокли:



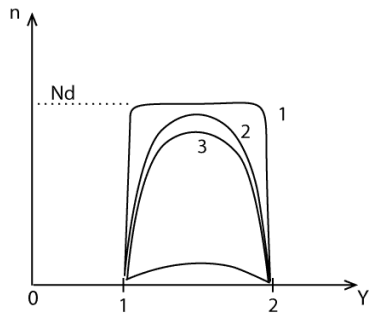
Def.: Модель Шокли состоит в том, что рассматриваем только область канала и р-п переход затвора. При этом эту область отражают относительно раздела К-П. Получающиеся в результате расчёта по модели Шокли токи надо поделить на 2, чтобы получить реальное значение токов транзистора.

ВАХ – в методичке, для транзистора Шоттки – аналогично.

Рисуем области пространственного заряда для точек 1, 2, 3, 4 (рис.2)



Рассматриваем рис.2 и двигаемся по участку 1-2-3. В этом случае из-за изменения U_3 -С область пространственного заряда р-п переходов вытягивается сторону стока, поэтому между ними образуется узкий перешеек, по которому протекает ток $I_{ст}$.



При этом концентрация в центре канала $\leq N_d$ (но близка к N_d), поэтому при любом напряжении U_c ток $I_{и-с}$ имеет большую величину. Смыкание областей пространственного заряда на 2, 3 означает, что $n_c < N_d$ (на 90% от N_d).

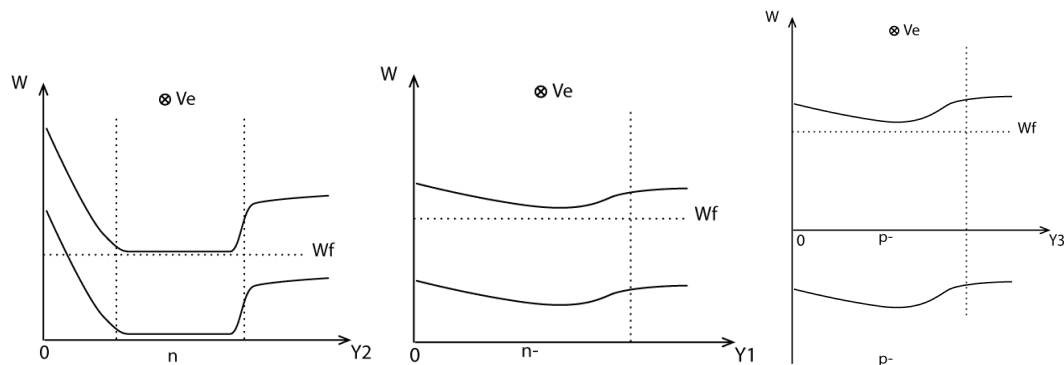
Насыщение на ВАХ (рис.2) – следствие того, что при переходе 2-3 область пространственного заряда трансформируется так, что длина узкого перешейка увеличивается, при этом толщина его уменьшается незначительно, поэтому сопротивление канала увеличивается пропорционально увеличению напряжения U_c .

- для ситуации 4:

Области пространственного заряда перекрываются из-за увеличения напряжения U_z так, что концентрация в канале стремится к нулю, и ток стремится к нулю (см.рис.4)

- зонная диаграмма полевого транзистора:

рисуем для рис.1 (выберем три оси)



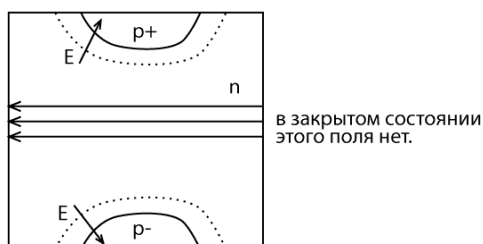
Замечания:

- область канала n-типа ограничена потенциальным барьером p-n перехода затвор-канал, канал-подложка

- небольшой изгиб на поверхности (y_1 , y_3) связан с поверхностным зарядом. Иногда поверхность закрывают диэлектриком.

- по мере движения в канале И-С электроны переходят из сечения $y_1 \rightarrow y_2 \rightarrow y_3$; при этом они спускаются по потенциальному рельефу с самого высокого y_1 к самому низкому y_3 . В трёхмерном виде область канала – жёлоб, наклонённый от И к С, а потенциальные барьеры – бортики изменения напряжения U_z , что ведёт к изменению сечения жёлоба, а, значит, к управлению током.

- для модели Шокли жёлоб имеет симметричный вид:



Эта картинка для открытого транзистора, для закрытого поля нет.

- пока $U_{и-с}$ мало, $|E_{и-с}| \ll |E_3|$. Когда $U_{и-с} \sim U_{нас}$, $E_{и-с} \approx E_3$, так как в канале оголены доноры (см. рис.4).

Поле пробоя в приборах ~ 100 кВ/см.

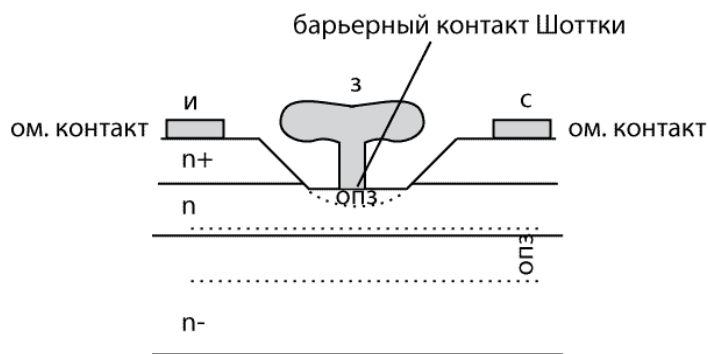
6.4.2. Гетероструктурный полевой транзистор.

Замечания:

- гетероструктурный полевой транзистор может быть как с барьером Шоттки, так и с р-п переходом

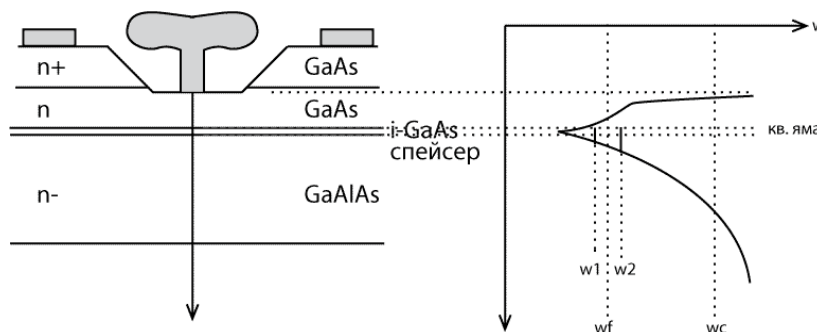
- полевой транзистор с барьером Шоттки используется в СВЧ интегральных схемах (GaAs), а с управляющим р-п переходом – кремниевые

3) все рассматриваемые до этого транзисторы являются транзисторами со встроенным каналом



- рассмотренный выше транзистор – это классический полевой транзистор Шоттки (гомоструктурный – везде GaAs). Затвор типа грибка для снижения сечения затвора и, следовательно, снижения шума. Латеральный размер ноги много меньше шляпы.

- принцип работы эквивалентен работе полевого транзистора с управляющим р-п переходом.



Примечания к рисунку:

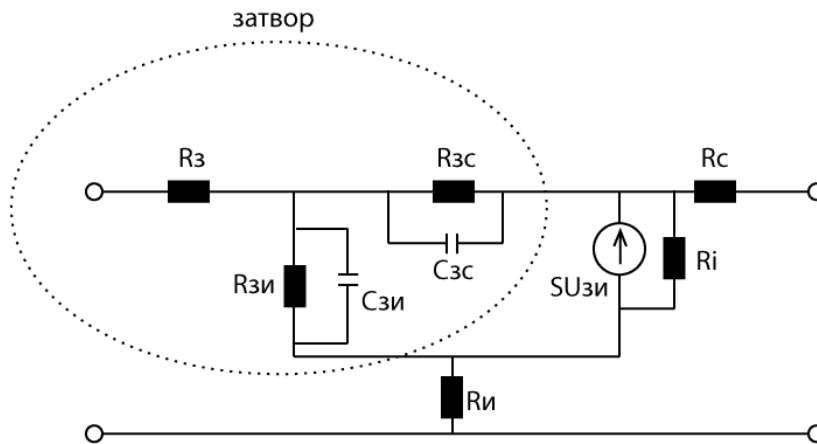
- слой i-GaAs – это спейсер, предназначенный для того, чтобы GaAlAs не вступал в реакцию с ионами доноров в канале

- так как на гетеропереходе GaAs – GaAlAs возникает квантовая яма, то формируется двумерный слой электронного газа, имеющего высокую подвижность за счёт собственных свойств; электронный газ находится в слое спейсера, который не легирован (нет доноров, нет рассеяния), что улучшает свойства транзистора

- слой GaAlAs может примыкать к затвору, а слой GaAs может быть расположен внизу, то есть химический состав 1 и 2 слоёв может быть инвертирован. Это приведёт к увеличению напряжения пробоя затвора ($U_{проб.затв.}$), что позволит увеличить мощность транзистора, но тогда сложнее сделать контакты И и С к такому слою.

- если в качестве спейсера использовать слой iGaAs, то возможно дополнительное увеличение скорости электронов в два раза – такие транзисторы называются псевдоморфные;
- вывод ВАХ осуществляется при использовании модели Шоттки (из методички)
- предельная мощность такого транзистора ~ 10 кВт;
- предельные частоты ~ 450 ГГц;
- длина затвора при этом $L_g=90$ нм.

6.4.3. Эквивалентная схема полевого транзистора с p-n переходом, барьером Шоттки и НЕМТ.



Замечание:

1) $R_{зи}$, R_z , $R_{зс}$ – это величины, описывающие сопротивление затвора; $R_{и}$, R_c – сопротивление областей полупроводника под И и С; R_i – внутреннее сопротивление канала; $SU_{зи}$ – генератор тока, управляющий напряжением; описывает усилительные свойства (преобразование энергии колебаний в энергию источника питания).

$$\text{Ширина ОПЗ p-n перехода: } \delta_{зи} = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0(U_{\kappa} + U_{зи})}{eN_d}}$$

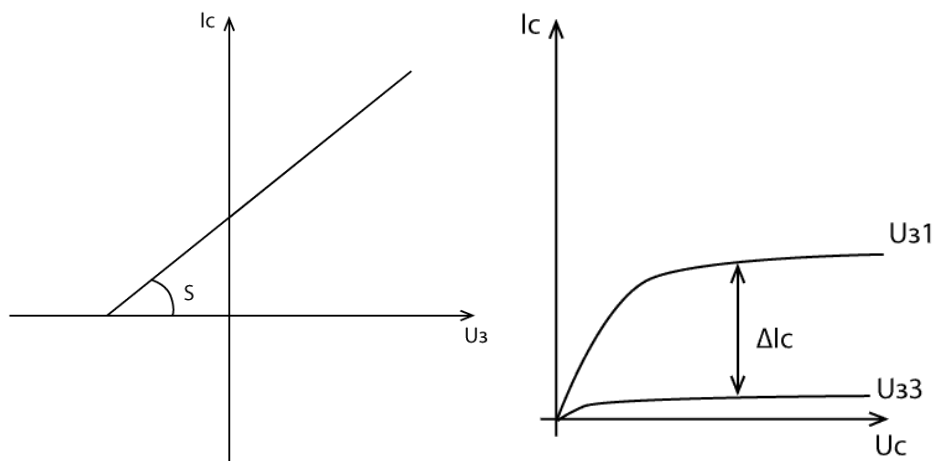
$$\text{Ёмкость ЗИ: } C_{зи} = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{\delta}$$

$$\tau_{\text{прол}} = \frac{L_g}{v_{\text{нас}}} - \text{время пролёта электрона под затвором}$$

$$f_m = \frac{S}{2\pi C_{зи}} = \frac{1}{2\pi\tau_{\text{прол}}} = \frac{v_{\text{нас}}}{2\pi L_g} - \text{предельная частота усиленного потока (коэффициент}$$

усиления равен единице). Она определяется из параметра S , где $S = \left. \frac{\partial I_c}{\partial U_3} \right|_{U_c = \text{const}}$ - крутизна

$$S = \frac{\Delta I_c}{U_{31} - U_{32}}$$



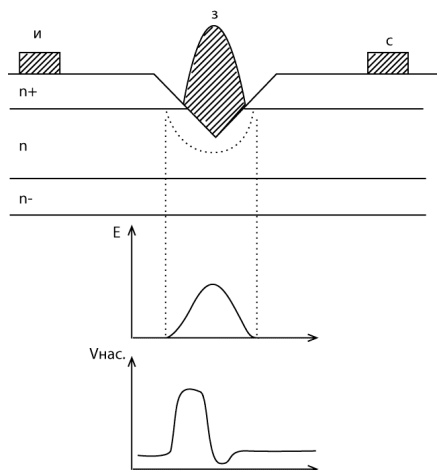
Замечания:

- так как $K_p \sim \frac{S}{C_{зи}}$ и $f_m \sim \frac{S}{C_{зи}}$, то для улучшения необходимо увеличивать площадь

сечения ЗИ и уменьшать ёмкость ЗИ или уменьшать латеральный размер ноги и увеличивать скорость насыщения.

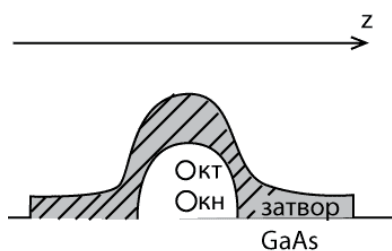
- эффект всплеска скорости полевого транзистора:

Def.: Длина проявления эффекта всплеска скорости – расстояние между столкновениями с оптическими фононами, так как все остальные столкновения малоугловые и упругие (то есть энергия не теряется)



Для травления канавки под затвором используется селективный травитель, поэтому получается очень маленькое остриё. Используемый НЕМТ можно уменьшить до 100 нм. Эффект всплеска скорости – это превышение скорости насыщения из-за явления свободного пролёта.

6.4.4 Квантовый компьютер/

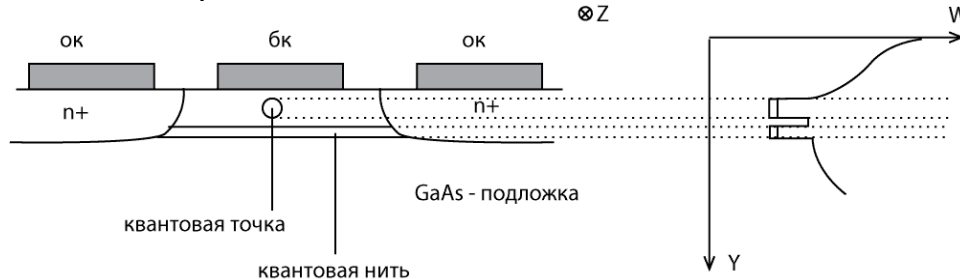


Обозначения:

- К.Т – квантовая точка
- К.Н – квантовая нить
- Б.К – барьерный контакт
- О.К -омический контакт

Замечания:

- Зонная диаграмма для квантовых точек и квантовых нитей – одинаковы.

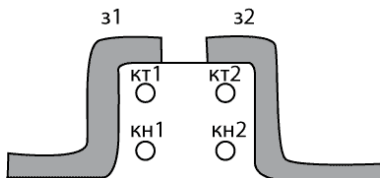


Этот рисунок – вид на предыдущий рисунок справа. При изменении напряжения на затворе возможны три случая:

- а) Большой минус на затворе. Электронов нет ни в К.Т ни в К.Н поэтому транзистор заперт.
- б) 0 на затворе. Электроны есть в квантовой нити но их нет в квантовой точке, поэтому транзистор открыт
- в) плюс на затворе. Электроны туннелируют из квантовой нити в квантовую точку при этом заряда одного электрона может быть достаточно для подавления проводимости квантовой нити, то есть электроны работают как отрицательное напряжения приложенное затвору (Это эффект Кулоновской блокады)

- элемент памяти (1- есть электрон, 0 – нет электрона). Объем этого элемента памяти минимальный, так как запись всего на одном электроне. Запись информации осуществляется положительным или отрицательным напряжением, подаваемым на затвор при этом отрицательное напряжение выталкивает электроны из квантовой точки и она становится пустой пока не подадим положительное напряжение. Чтение осуществляется по анализу проводимости квантовой нити.

- Математические операции:

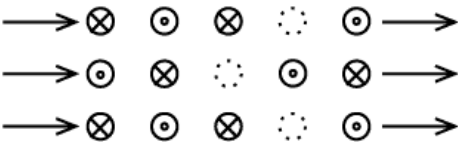


- изменяя напряжение на затворе 1 и на затворе 2 можно посадить электроны в квантовую точку 1 и в квантовую точку 2 при этом лучше использовать две квантовые нити, таким образом как на рисунке 5, но можно и по одной как на рисунке 4

- (!!!!) на рисунке 4 и на рисунке 5 похожие, но всё же разные конструкции транзисторов.

- Физический смысл: одновременно посадить электрон в несколько расположенных рядом квантовых точки. В этом случае за счёт квантового взаимодействия электронов в соседних квантовых точках их спины будут направлены в противоположные стороны. В зависимости от количества квантовых точек в таком транзисторе возможна организация сколь угодно сложных команд, кодируемых спином электронов.

Квантовые вычисления основаны на изменении конфигурации спинов системы электронов, что обуславливает высокую скорость вычислений, так как электроны физически не перемещаются, а поворачиваются только спины.



- пусть есть матрица управляемых квантовых точек размером 3Х5 вводя информацию в левый столбец матрицы с помощью электронов 2,3,4 столбца она преобразуется так, чтобы спины в соседних электронах были направлены в разные стороны, при этом если в соседних клетках электронов нет – преобразование не проходит. Результат считывается с правого столбца. Изменяя количество и места расположения пустых ячеек возможна организация выполнения различных команд. При этом вычисления выполняются практически мгновенно.

Установление в левом столбце и чтение из правого направления спина возможно с помощью магнитной катушки из одного витка, расположенной на данной К.Т;

6.4.4 МДП – транзисторы

а) классификация.

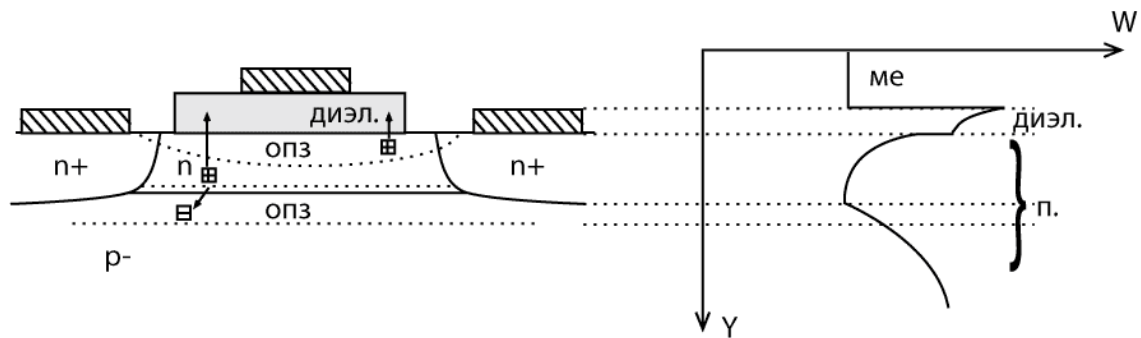
Тип проводимости	Встроенный канал	Индукцированный канал
p		
n		

Замечания:

- Так как транзистор со встроенным каналом проводит ток при нулевом напряжении на затворе они используются для усилителей не использующих постоянное напряжение на затворе. Малые потери на затворе в малощумящих усилителях (антенна подключена прямо к затвору) Это характерно и для диодов Шоттки

- транзистор с индуцированным каналом применяется в цифровых БИС для снижения токов потребления

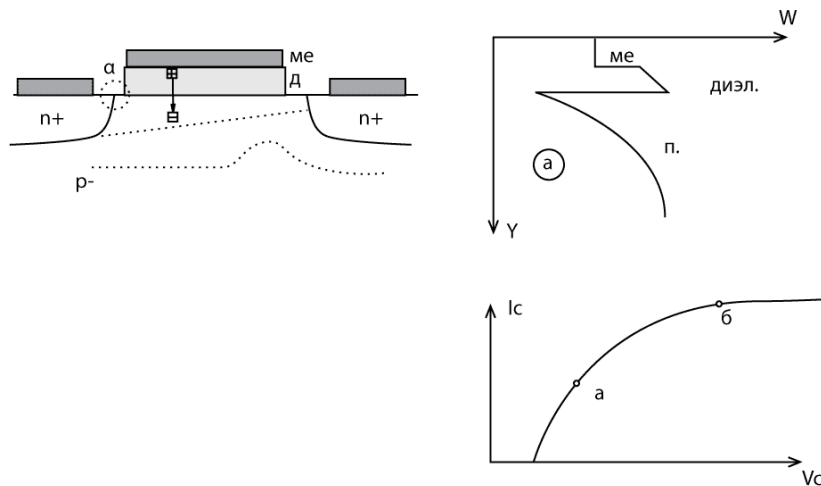
б) МДП – транзистор со встроенным каналом



Замечания:

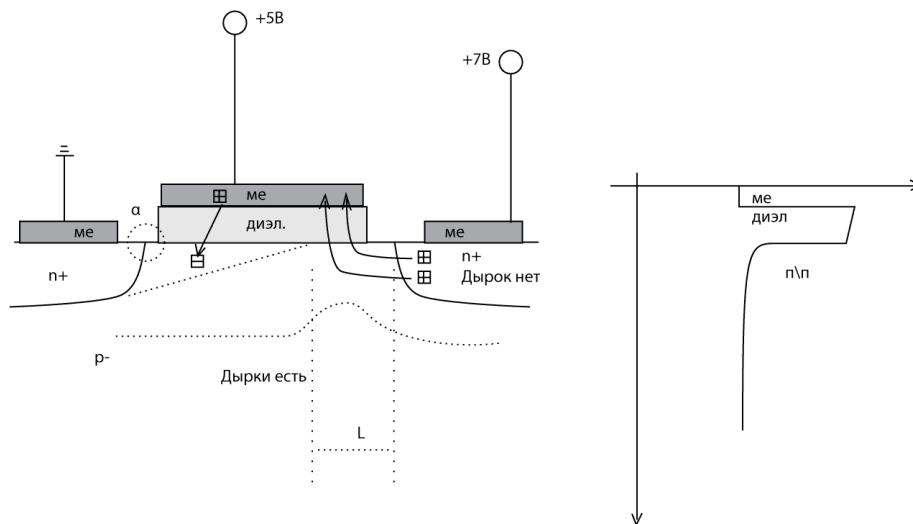
- транзистор может работать как в режиме обеднения так и в режиме обогащения МДП структур.
 - вся теория соответствует теории Шокли для полевого транзистора с управляющим p-n переходом, так как канал встроенный, а отличие только в конструкции изоляции и затвора.

в) МДП- транзистор с индуцированным каналом.



Замечания:

1) При положительном напряжении на затворе, больше чем напряжение инверсии, зоны изгибаются как на рисунке 2 так, что p-n переход в точке α открывается, в результате электроны текут от истока к стоку вдоль границы с диэлектриком;
 При увеличении напряжения на стоке переход из «а» в «б» возникает эффект насыщения, связанный с тем что часть канала отсекается, так что электрическое поле в надстоковой части канала направлено вверх.



- изгиб зон становится соответствующим режиму насыщения.

- Физический смысл насыщения на ВАХ: При превышении напряжения на стоке над напряжением на затворе в стоковом участке канала возникает область с повышенным напряжением, соответствующим режиму объединения, длина этой области $L \sim |U_c - U_z|$ и сопротивление $R \sim |U_c - U_z|$ в связи с этим сопротивление канала увеличивается пропорционально напряжению на затворе поэтому ток стока остаётся постоянным.

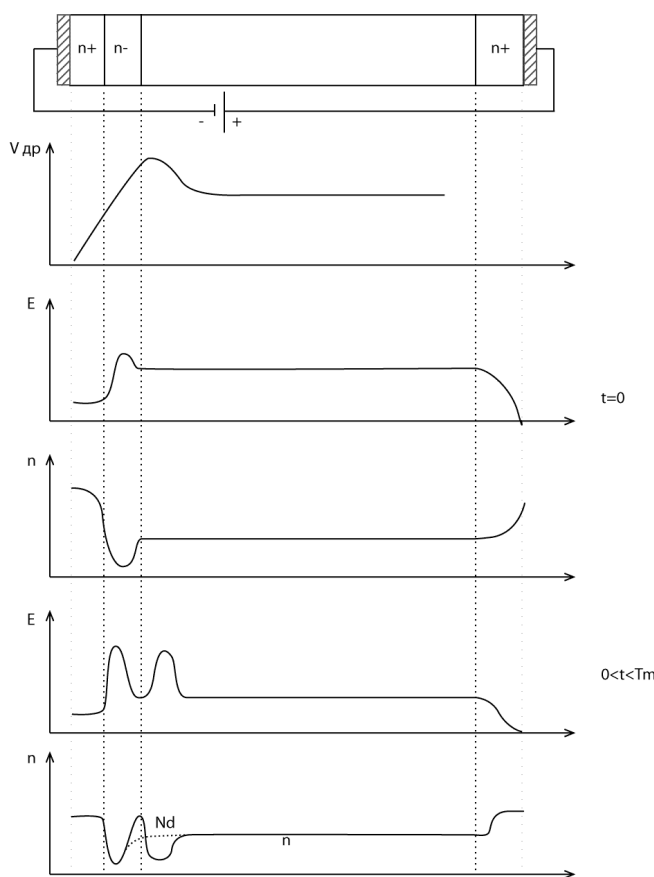
(!!!!!!) В связи с тем, что во всех частях канала продольные компоненты поля направлены в одну и ту же сторону, сила Кулона толкает электроны в сторону стока. С дырками они не встречаются, так как отделены от них ОПЗ.

Сопротивление стоковой части канала определяется толщиной участка L

Глава 7. Генераторный Диод.

§7.1 Диод Ганна.

7.1.1. Конструкция и принцип работы.



Примечания к рисунку:

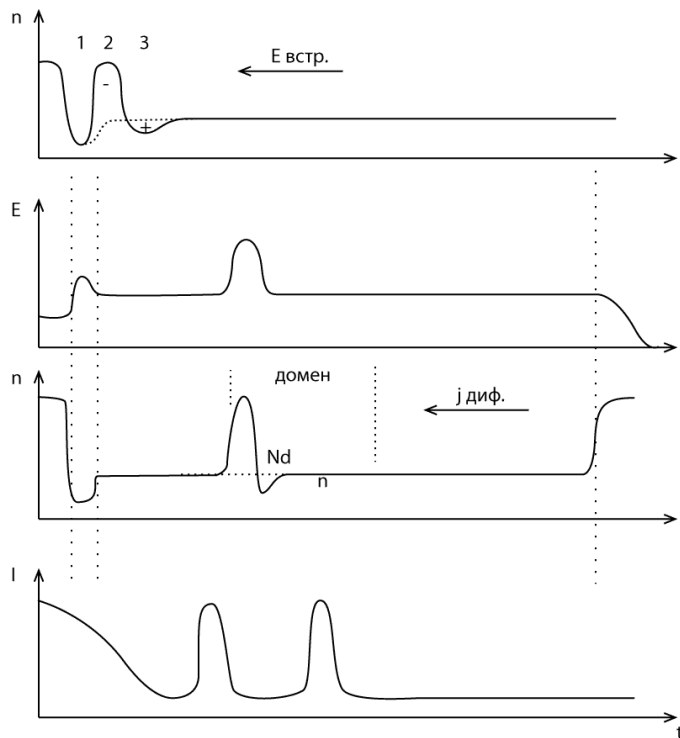
- области кристалла слева направо: Ga – As – GaAs – GaAs
- верхняя пара зависимостей $E(x)$ и $n(x)$ – рис. 1;
- нижняя пара зависимостей $E(x)$ и $n(x)$ – рис. 2;

Замечания:

- в GaAs и InP за счет того, что есть разность масс в Γ и X длинах, есть отрицательный дифференциальный участок на зависимости $V_{др}(E)$, это приводит к генерации и наличию доменной неустойчивости (см. рис 1 и рис. 2);
- распределение электрического поля в любом из диодов может быть качественно нарисован исходя из следующих соображений:
 - а) $n^+(p^+)$ области электронов (дырок) много, поэтому поле мало;
 - б) в $n^-(p^-)$ области электронов (дырок) мало, поле велико;
 - в) интеграл под графиком поля – потенциал;
- электроны попадают в поле больше 4 кВ/см при $t=0$ в области (1), ускорились в большом поле и перешли в L долину, в связи с большей массой их скорость упала. Поэтому при $t>0$ в области (2) медленно движутся тяжелые электроны, область (1) продолжает поставлять быстрые электроны в область (2), где они становятся тяжелыми.

Из области(3) легкие быстрые электроны уходят вправо, оголяя ионы доноров. Возникает встроенное электрическое поле доменов.

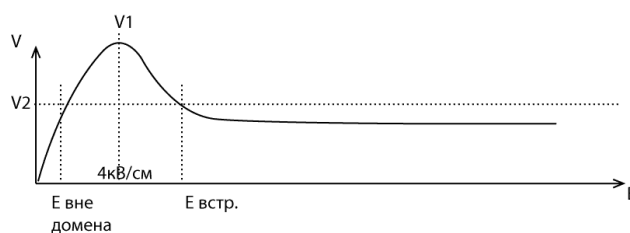
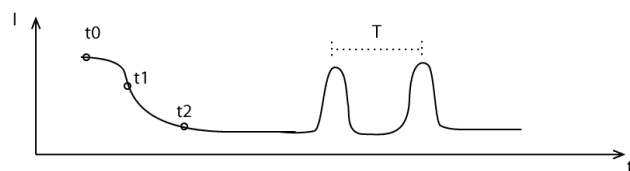
В связи с тем, что встроенное поле сонаправлено с “внешним”, процессы перехода электронов в верхние долины усиливаются так, что домен растет – доменная неустойчивость.



- при $t_2 > 3\tau_m$ возникает стабильный домен, который движется к аноду без изменения формы. Стабилизация домена происходит из-за действия диффузионного тока, направленного по градиенту концентрации.

- при этом поставка быстрых электронов из области левее домена компенсируется их выбросом из домена за счет диффузии. После того как домен доходит до анода он разрушается в области слабого поля.

- пока внутри диода существует домен, встроенное поле в нем так велико, что в области зарубки напряженность поля меньше 4 кВ/см. Следовательно, новый домен там не образуется, так как нет перехода в другую долину. Это связано с тем, что напряжение питания постоянное, то есть площадь под полем домена большая, а снаружи она маленькая.



Примечания к рисунку:

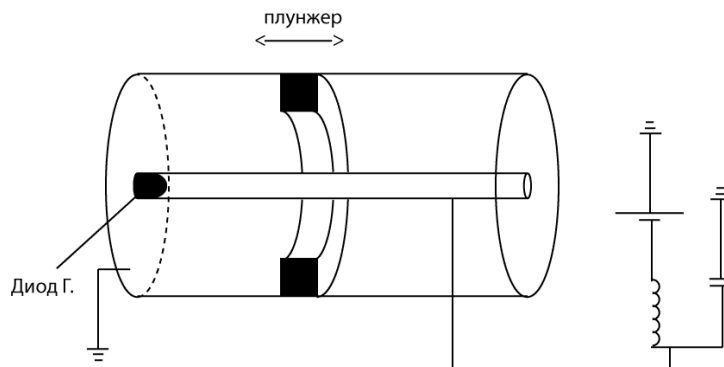
- $T=L/V_{нас}$, где $V_{нас}$ – скорость перемещения домена (комментарий к последнему рисунку);
- максимум тока возникает, когда домена нет. Так как скорость подобрана так, что она максимальна. Скорость вне и внутри домена одинаковая, если он стабилен.
- время формирования домена $\tau_m = RC_{домена}$, емкость $C_{домена}$ можно ввести аналогично р-п переходу. Более точная формула $\tau_m = \varepsilon/\sigma$. – время максвелловской релаксации;
- переход ко второй формуле возможен, так как разные по площади сечения домена заряжены через свои области диода, имеющие одну и ту же проводимость. Иными словами, при любой площади диода τ_m одно и то же;
- **Критерий Крамера:** чтобы сформировать стабильный домен необходимо $3\tau_m$. Чтобы диод Ганна функционировал, необходимо чтобы время пролета домена было больше $3\tau_m$, чтобы домен успел сформироваться.

$$n_{пол} = \frac{L}{V_{нас}} > \frac{3\varepsilon}{e\mu}$$

$$nL > \frac{3\varepsilon V_{нас}}{e\mu} \approx 10^{16} \text{ см}^{-2} \text{ — критерий Крамера}$$

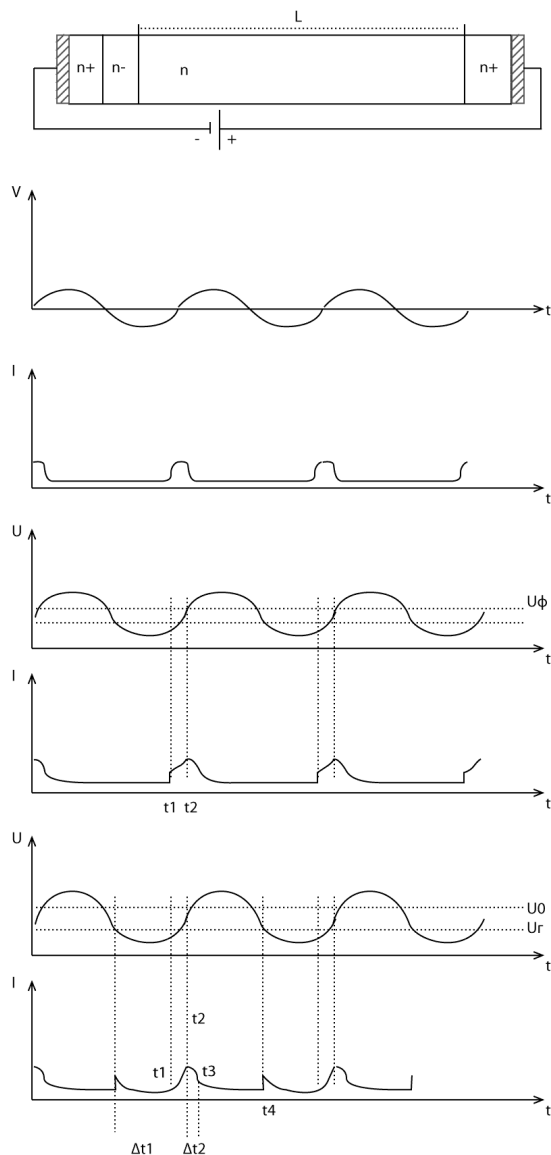
Def.: Гашением домена называется разрушение домена при резком уменьшении напряженности поля при уменьшении поданного напряжения за время много меньше τ_m .
Причины гашения: переход из L в Г долину и из X в Г долину.

7.1.2. Диод Ганна в резонаторе.



Замечания:

- плунжер может перемещаться вправо/влево, торец металлизирован.
- регулирование резонансной частоты осуществляется перемещением плунжера, а изменение внутреннего диаметра плунжера регулирует как потери, так и связь с внешним волноводом.



- синусоидальное напряжения, приложенное к аноду диода, возникающее в случае, когда колебание тока в диоде приводит к колебаниям тока в центральном стержне. Эти колебания возбуждают переменное электромагнитное поле в резонаторе, которое детектируется центральным стержнем – это обратная связь. Говорят, что диод нагружен на резонатор.

- в случае, когда период колебаний тока совпадает с резонансной частотой резонатора, реализуется пролетный режим работы генератора Ганна.

- **Физический смысл:** после того, как домен разрушается на аноде, напряжение в диоде таково, что поле внутри больше критического, и сразу начинает формироваться домен.

Def.: $U_{\text{формирования}}$ – напряжение при котором поле в диоде больше 4 кВ/см (критического поля)

- в течении времени между t_2 и t_3 , 0 и t_1 процесс протекает так же как в пролетном режиме. Домен формируется и движется. В интервале Δt_0 предыдущей домен прибежал и разрушился на аноде, а новый не может быть сформирован, так как $U < U_\phi$. В t_2 начинает формироваться новый домен.

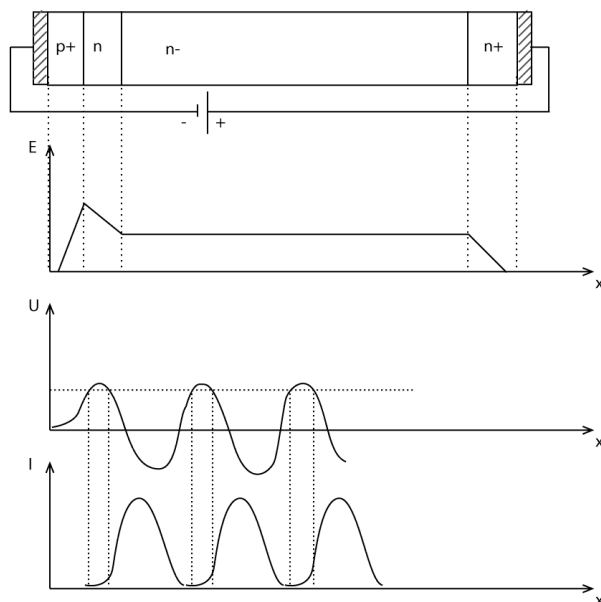
- режим называется с задержкой формирования домена. Его преимущество в возможности перестроения частоты резонатора. Так как при изменении электромагнитного поля, не смотря на то, что время пролета фиксировано, импульсы тока будут все равно согласованны с периодическим напряжением на диоде.

- в интервале времени от 0 до t_1 и между t_3 и t_4 все как в пролетном режиме. В t_2 домен гаснет не долетев до анода, так как $U_{\text{диода}} < U_G$, в течении Δt_1 диод представляет собой обычное сопротивление без доменной неустойчивости, так как поле меньше критического и междолинных переходов нет. Поэтому форма импульса тока совпадает с формой напряжения, аналогичный участок есть в режиме с задержкой формирования домена.
- в течении Δt_2 происходит формирование нового домена.

Замечание (относится ко всем картинкам):

- для перехода из одного режима в другой необходимо изменить обратную связь и увеличить переменную составляющую напряжения. Так же можно изменить постоянную составляющую напряжения с помощью подбора батарейки;
- чем меньше диаметр отверстия плунжера, тем меньше выходная мощность и меньше КПД. Но больше интервал перестроения по частоте.

§ 7.2 Лавинно-пролётный диод (ЛПД)



Замечания:

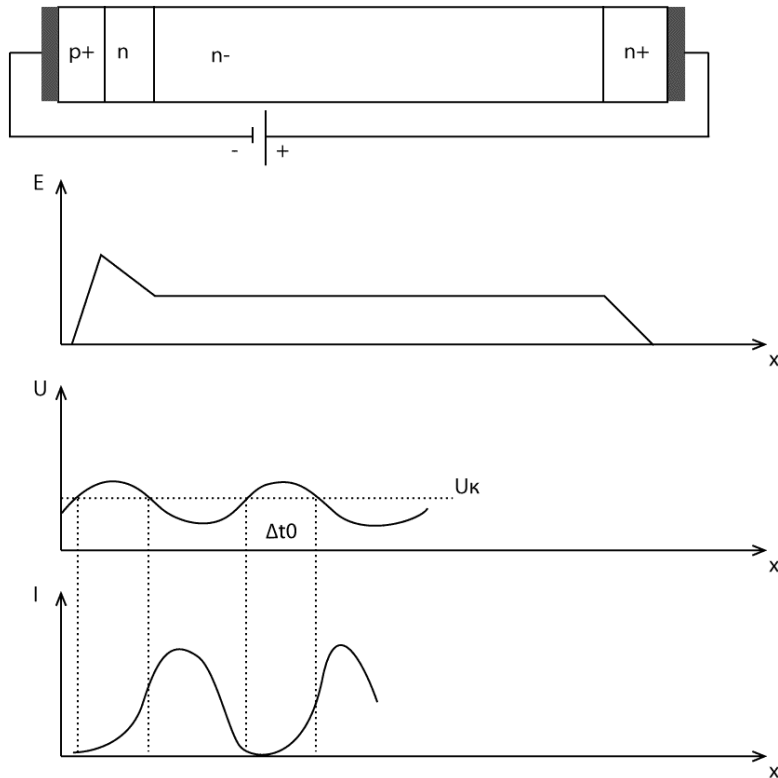
- ЛПД работает при постоянной компоненте напряжения чуть меньше чем напряжение пробоя
- при помещении ЛПД в резонатор аналогично диоду Ганна, к диоду прикладывается переменное напряжение, суммарное напряжение на Δt становится больше $U_{\text{проб}}$ поэтому в промежуток Δt вблизи p-n перехода происходит лавинная генерация электронно-дырочных пар при этом максимум тока запаздывает относительно максимума напряжения на время пролёта электрона через пролётную n- область.

$$\tau_{np} = \frac{L}{V_{нас}} = \frac{T}{2}$$

- отрицательная дифференциальная проводимость ЛПД, в диоде Гана и других диодах реализуется на тех участках периода где ток и напряжение зависят от времени в противофазе.
- КПД любого из пролётных диодов определяется как отношение мощности переменного сигнала в интервале времени когда существует ОДП к потребляемой мощности. В связи с этим перестройка резонанса по частоте приводит к сокращению длительности интервалов

$$\tau_{np} = \frac{T}{2}$$

§7.3 Инжекционно - пролётный диод (ИПД)



Замечания:

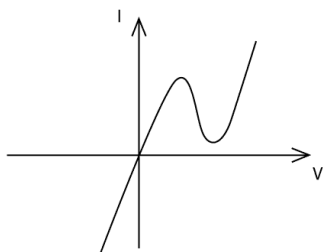
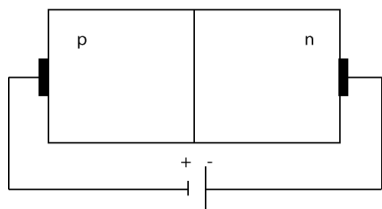
- при помещении инжекционно–пролётного диода в резонатор к нему прикладывается переменное напряжение так что на Δt_0 оно больше чем на контактной разности потенциалов, на этом промежутке времени диод открыт и сгусток дырок движется к аноду (в отличие от ЛПД – там движутся электроны), при достижении анода дырки рекомбинируют так что максимум импульса тока смещается относительно максимума импульса напряжения на величину пролета. Так как используется прямое напряжение, то скорость дырок меньше скорости насыщения.

- принципиальным отличием ИПД и ЛПД от диода Ганна является то, что ОДП диодов реализуется в области частот в районе пролётной частоты. У диода Гана ОДП реализуется при любой частоте и ограничена ёмкостными потерями, но не ёмкостью домена.

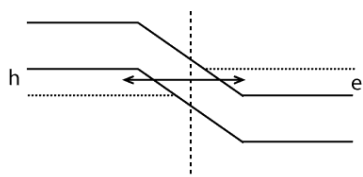
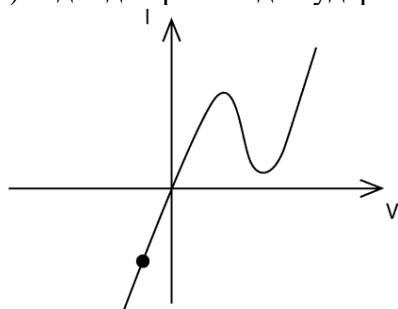
- так как энергия носителей зарядов в ИПД меньше чем в диоде Гана (так как нет междолинных переходов), а в диоде Гана меньше чем в ЛПД (так как нет пробоя), то шум диодов наименьший в ИПД, потом у диода Гана, потом ЛПД, а амплитуда токов наоборот: самый мощный ИПД, а ЛПД – маломощный.

$f_{лпд} \approx 600 \dots 800 \text{ ГГц}$

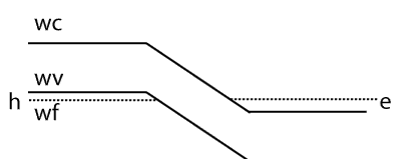
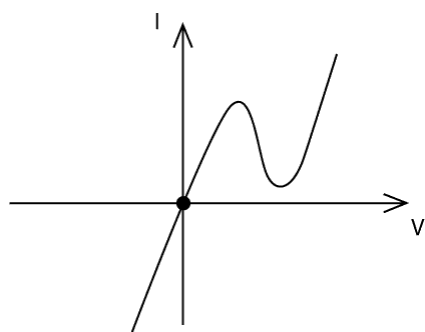
§ 7.4 Туннельный диод



а) В диоде происходит ударная ионизация и туннелирование дырок;

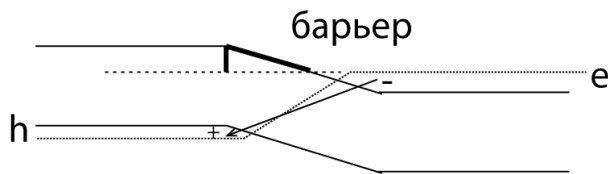
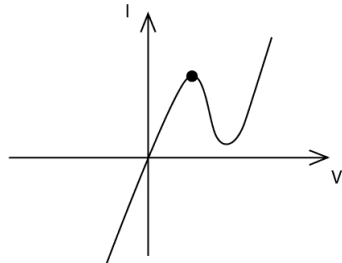


б) Уровень Ферми лежит в разрешённой зоне, так как рассматривается вырожденный полупроводник.



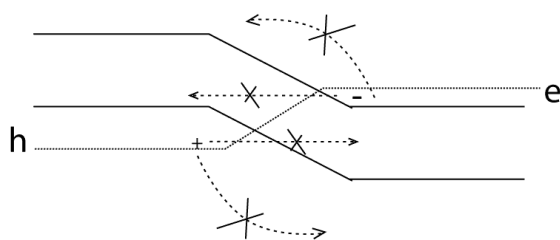
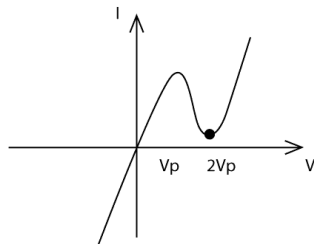
в)

- электроны туннелируют через узкий туннельный барьер и в области р типа рекомбинируют с дырками;
- максимальный ток тогда, когда потолок валентной зоны совпадает с уровнем Ферми в n-типе, а уровень Ферми в р-типе с дном зоны проводимости и р-типе. В этом случае выполняется требование на нахождение места для электрона слева, при другом напряжении не для всех электронов есть места, некоторые не могут туннелировать в запрещённую зону, а некоторые не могут попасть в валентную зону;

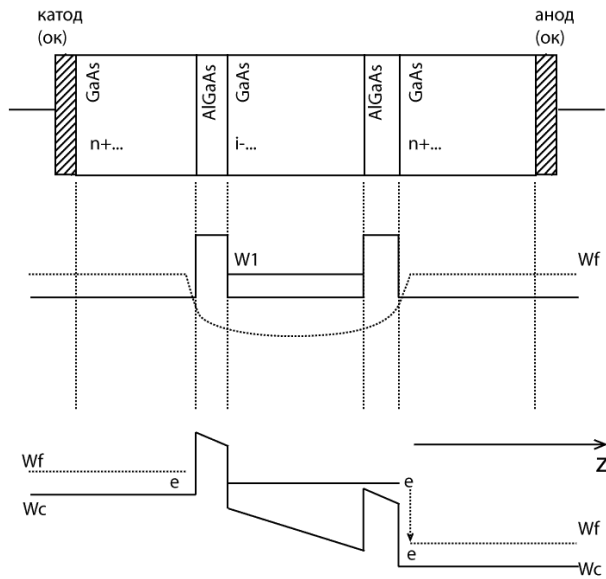


г)

- минимум тока, так как туннелирование подавлено, электронам туннелировать некуда, при этом барьеры высокие и термоэлектронная эмиссия тоже мала;



§ 7.5. Туннельно-резонансный диод.



Примечания к рисунку:

- справа и слева омические контакты, примыкающие к n^+ областям;
- три слоя GaAs чередующиеся со слоями более широкозонного материала, например AlGaAs).

- крайние слои легированы до вырождения – уровень Ферми расположен в зоне проводимости;

);

При подаче напряжения зная диаграмма примет вид, как показано на нижнем из рисунков; Возникает туннелирование электронов через уровень, а дальше он рассеивается.

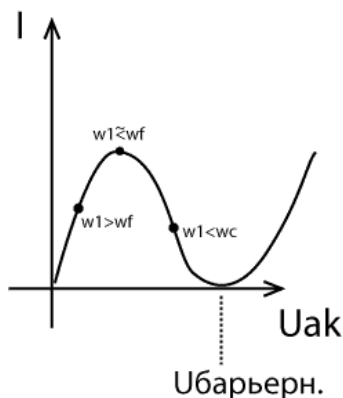
$$\text{ЗСЭ: } \frac{\hbar^2 k_0^2}{2m^*} = W - W_1$$

$$\text{ЗСИ: } k_z = k_0, k_x, k_y - \forall$$

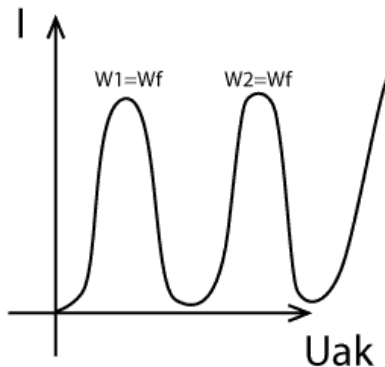
Замечания:

- Физический смысл работы: при подаче напряжения на диод, когда уровень в яме опускается ниже уровня Ферми в прикатодной области – чрез уровень в яме происходит туннелирование электронов от катода к аноду. При меньших напряжениях анод-катод, когда $W_1 > W_F$, туннелирование подавлено благодаря подбору толщины барьерных слоёв (и ямы тоже).

- когда $W_1 < W_C$ - ток через диод подавлен, т.к. снова нет уровня в квантовой яме;



- при напряжениях больше чем $U_{\text{барьера}}$ происходит надбарьерная термоэмиссия – ток растёт;
- в случае, когда барьеры высоки, а в яме несколько уровней – возможно получение глубокой ВАХ с количеством пиков, равным количеству уровней;



Вопрос: если задана высота барьера, сколько пиков можно получить на ВАХ? *Ответ:* должны оценить расстояние $W_F - W_C$: если в этот энергетический зазор попадёт сразу несколько электронов – проводимость будет при любом напряжении – картина замажется;

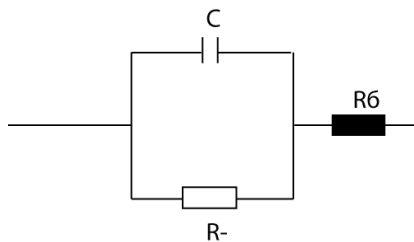
- для того, чтобы происходило туннелирование электронов, необходимо чтобы выполнялся ЗСЭ и ЗСИ: поперечная энергия электрона должна соответствовать энергии уровня, при этом эта энергия определит составляющую импульса электрона вдоль оси z . (поперечной энергией понимается энергия с импульсом по оси z). Примечание: уровень в яме работает применительно к тому направлению, по которому происходит квантование, а по двум другим направлениям эти уровни никак не работают; итого, проходить будут только те электроны, которые соответствуют этим двум условиям:

а) энергия электрона равна энергии уровня в яме

б) поперечная энергия определяется только поперечным импульсом;

$$j = \frac{et * T}{2\pi^2 \hbar^3} \int_0^\infty M \ln \left\{ \frac{1 + \exp\{(W_F - W_1) / kT\}}{1 + \exp\{(W_F - W_1 - eU) / kT\}} \right\} dW$$

Эквивалентная схема:



Примечания к рисунку:

- всё как и у туннельного диода, единственное отличие - есть отрицательный участок на ВАХ, который как раз описывается R_- - это даёт возможность реализации генератора на этом диоде);

Преимущества ТРД по сравнению с ТД:

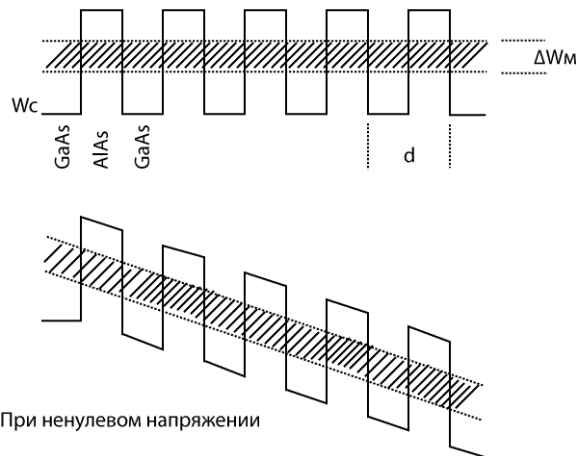
- меньше ёмкость (толщина рабочей области (размер барьера) примерно в три раза больше, чем у туннельного диода); «три» получается из-за того, то толщина туннельно-

$$\sim \frac{\lambda}{2}. \text{ (то же самое касается и ширины ямы – чтобы)}$$

уровни были редкими и было квантование – размер ямы должен иметь толщину в половину длин волны электрона);

- ВАХ симметричная – следует из симметричности конструкции; а это означает, что при использовании ТРД в качестве умножителя – можно не получать смещение – повышается КПД системы. Кроме того в диоде с большим количеством пиков на ВАХ возможна реализация умножителей высокой кратности, которые будут давать умножение на 2;

§ 7.6. Сверхрешётка.



При ненулевом напряжении

- Физический смысл: т.к. С. Состоит из чередующихся туннельно-прозрачных слоёв узкозонного и широкозонного материалов, то вероятность туннелирования электронов из одной ямы в другую высока, так что уровни в ямах расщепляются, образуя разрешённую минизону, таким образом С. является искусственным 1D кристаллом.

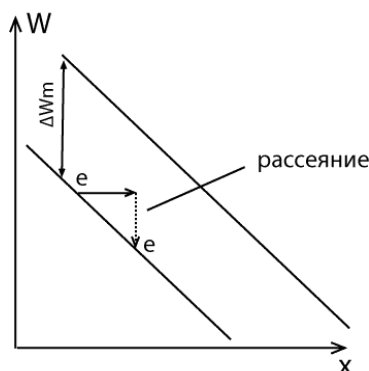
- т.к. $d \leq \lambda_e$ (единицы нм – 2,3,5), то

$\Delta W_m \sim \frac{1}{d} \approx 0.5 \text{ эВ}$ - ширина минизоны, при том что $\Delta W_c \sim \frac{1}{c} \approx 3 - 10 \text{ эВ}$ - ширина разрешённой зоны.

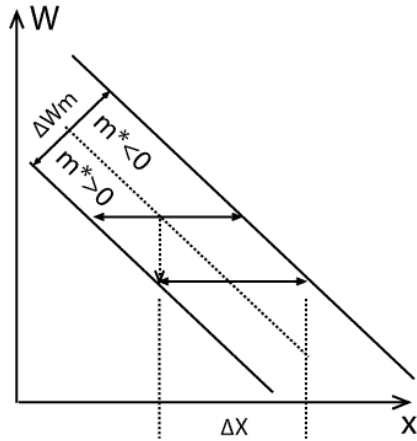
- при подаче напряжения минизона наклоняется, и в ней возможно протекание электронного тока;

- реализуются два варианта движения электронов:

1) при малых напряжениях электроны двигаются вдоль дна W_m , периодически рассеиваясь (как в обычной разрешённой зоне п/п-ов – рассеяние на фононах и на примесях));



2) при больших напряжениях ситуация меняется:



Когда расстояние Δx (зависящее от внешнего напряжения) становится меньше длины свободного пробега – электрон испытывает колебания в пространстве, отражаясь от потолка минизоны. Перемещение его возможно только после того, как произойдёт рассеяние; дальше он опять колеблется;

- в результате в малых полях дрейфовая скорость электронов велика, а в больших она уменьшается, т.е. имеется два сорта электронов с разными средними дрейфовыми скоростями. Поэтому в длинных сверхрешётках возникают колебания, аналогичные колебаниям Ганна с образованием доменной неустойчивости (в данном случае это эффект является паразитным и ограничивает частоту колебаний на уровне частоты ганновского диода – это порядка 200 ГГц). Образование домена связано с зарядкой ёмкости домена, что ограничивает частоту работы на уровне ~ 200 ГГц (как и в диоде Ганна).

Теоретически частота блоховских осцилляций (эти колебания рассматриваем как блоховские осцилляции) порядка частоты рассеяния – 10^{12} Гц (1 ТГц) и даже выше – соответствует времени свободного пробега между рассеяниями. Т.е. период блоховских осцилляций должен быть меньше времени свободного пробега, иначе осцилляций не будет, а будет только рассеяние. Именно поэтому нельзя организовать блоховские осцилляции в разрешённых зонах обычных п/п материалов – электрон не успевает набрать энергию, равную потолку разрешённой зоны, т.к. рассеивается.

- колебания в минизоне разрешены благодаря тому, что в нижней половине минизоны $m_{\text{эф}} > 0$, а в верхней $m_{\text{эф}} < 0$ (электрон не прибавляется к потолку разрешённой зоны, а идёт вниз, хотя поле всегда направлено в одну сторону). В нижней половине минизоны электрон ускоряется электрическим полем, а в верхней – тормозится и разворачивается по полю. Это и есть основная причина блоховских осцилляций.

Глава 8. Термо-гальвано-магнитный эффект.

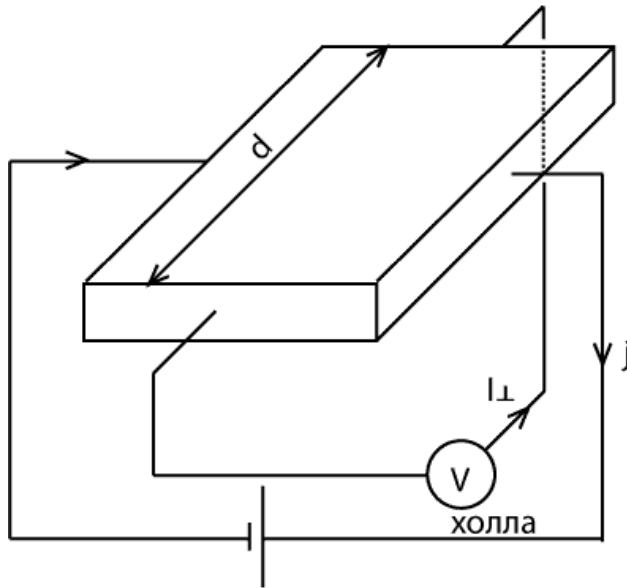
Сводка формул:

1) Электропроводность

$$\vec{V} = \mu \vec{E}; \quad \sigma = en\mu; \quad \vec{j} = \sigma \vec{E} = en\mu \vec{E}$$

$\vec{j} = e\nabla D_n$ (диффузия есть сопутствующий процесс, вносит изменения в движение электрона, поэтому записываем в стороне).

2) Классический Эффект Холла



$$E_H = \frac{V_H}{d}; V_H = \frac{I}{R_H}; R_H = \frac{B}{en}$$

Введя поперечный ток в цепи – можем в нашей теории ввести также поперечное

сопротивление: $\rho_{\perp} = \frac{V_H}{I_{\perp}}; \frac{\rho_{\perp}}{\rho} = \chi_{\perp} B$, где ρ_{\perp} - поперечное сопротивление образца, ρ -

продольное (обычное) сопротивление образца; χ - коэффициент поперечного магнитного сопротивления (устанавливает связь между ρ_{\perp} и силой магнитного поля);

Замечания:

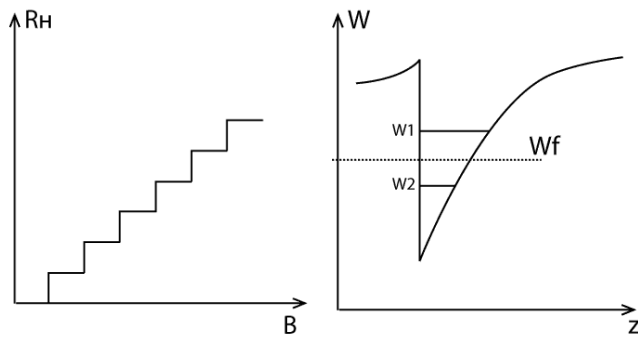
- **Физический смысл:** благодаря наличию силы Лоренца – в образце возникает анизотропия проводимости, так что поперечное сопротивление отличается от продольного;

- электроны и дырки отклоняются в одну сторону (иначе: т.к. $\vec{V}_e \uparrow \downarrow \vec{V}_h$, то $\vec{F}_e^{\perp} \uparrow \downarrow \vec{F}_h^{\perp}$ (!!!!))

- эффект Холла позволяет определить концентрацию и подвижность носителей заряда в п/п слоях; это используют для контроля п/п структур при их изготовлении.

Квантовый эффект Холла

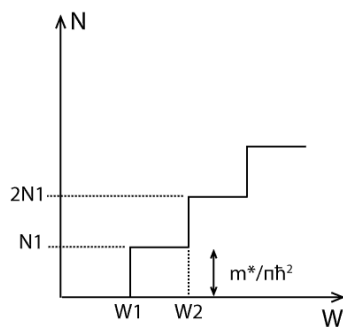
- физический смысл квантового эффекта Холла – эффект Холла в слое двумерного газа при гелиевых температурах (~ 4 К); когда зависимость сопротивления Холла от величины магнитного поля имеет особенность – ступеньки.



Рассмотрим 2D газ внутри квантовой ямы, который имеет два уровня W_1 , и W_2

- $N_n = \frac{m^*}{\pi \hbar^2}$ - плотность состояний для каждого уровня; плотность состояний

увеличивается ступеньками по мере увеличения энергии через 1 энергетический уровень;



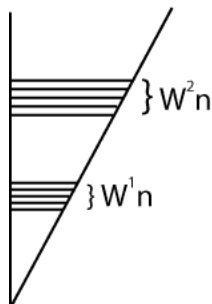
- энергия электронов $W_e = \frac{p_x^2 + p_y^2}{2m^*} + W_n$ (т.к. в плоскости 2D газа движение

классическое (1 слагаемое), а в поперечном направлении имеет место квантование (2 слагаемое)).

- если $B \neq 0$ – имеет место сила Лоренца $F_L = e[\vec{V}, \vec{B}]$ и циклотронная частота вращения электронов $W_N = \hbar \omega_C (N + \frac{1}{2})$ (где $N = 0, 1, 2, \dots$). Т.к. сила Лоренца вызывает вращение

электронов, которое приводит к расщеплению уровней в квантовой яме;

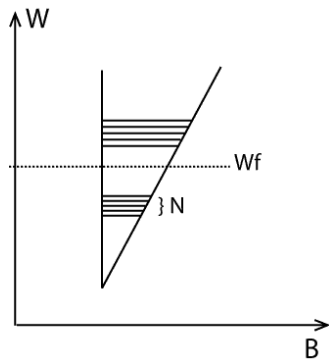
- W_N – уровни Ландау; каждый уровень в яме расщепится на такое количество уровней Ландау, сколько там находится электронов;



$r = \sqrt{\frac{\hbar}{\pi e B}}$ - радиус вращения электронов, $S_0 = \frac{\hbar}{e B}$ - площадь, которую охватывает (окружает) электрон, вращаясь. Этой площади соответствует один уровень Ландау:

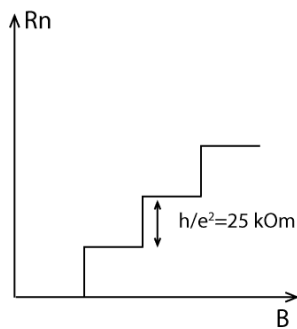
$N_H = \frac{1}{S} = \frac{e B}{H} = \frac{B}{\Phi}$, - плотность состояний на уровне Ландау;

$\Phi_0 = \frac{h}{c}$ - квант магнитного потока;



$n_s = NN_H = N \frac{eB}{H}$, и если учесть, что $R_H = \frac{B}{en_s}$, то $R_H = \frac{1}{N} \frac{h}{e^2}$;

N – количество уровней, расположенных ниже уровня Ферми;



- Физический смысл : при температурах меньше 4 К функция Ферми близка к ступеньке, так что выше уровня Ферми электронов нет – уровни не заполнены. При увеличении напряжённости магнитного поля расщепление между уровнями Ландау увеличивается так что верхний из уровней становится выше уровня Ферми. Тогда этот уровень становится незаполненным и перестаёт проводить электронный ток. Сопротивление скачком увеличивается на величину, равную плотности состояний на уровне Ландау;
- квантовый эффект Холла может быть использован как стандарт сопротивления (эталонная величина).