

№ 67

А.Н. Ковалев

# **Твердотельная электроника**

Учебное пособие

**№ 67**

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ  
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИСиС»

Кафедра технологии материалов электроники

А.Н. Ковалев

# **Твердотельная электроника**

Учебное пособие

Рекомендовано редакционно-издательским  
советом университета



Москва 2010

УДК 621.315.529  
К56

Рецензент  
д-р физ.-мат. наук, проф. *Ф.И. Маняхин*

**Ковалев А.Н.**

К56 Твердотельная электроника: Учеб. пособие. – М.: Изд. Дом МИСиС, 2010. – 212 с.  
ISBN 978-5-87623-304-2

Рассмотрены физические явления на границе раздела полупроводник – диэлектрик и в контактах металл – полупроводник. Изложены физические принципы работы большинства известных полупроводниковых приборов: диодов, транзисторов, фотоприемников, светодиодов, инжекционных лазеров. Уделено внимание гетеропереходам и приборам на их основе. Проанализирована работа транзисторных структур, использующих свойства двумерного электронного газа. Изучаемый курс завершает физическую подготовку бакалавров и инженеров в данном направлении; имеет как теоретическую, так и практико-ориентированную направленность, – является составной частью профессиональной подготовки.

Предназначено для изучения курса «Твердотельная электроника» студентами специальности 210100 «Электроника и микроэлектроника» и направления 150600 «Материаловедение и технология материалов».

**УДК 621.315.529**

## ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ .....	5
1. КОНТАКТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ.....	6
1.1. Свойства структуры металл – диэлектрик – полупроводник. Энергетические диаграммы идеальной МДП-структуры. Эффект поля. Обогащение и обеднение. Инверсия типа проводимости у поверхности полупроводника. Решение уравнения Пуассона. Реальная МДП-структура. Роль зарядовых состояний на поверхности полупроводника и в диэлектрике .....	6
1.2. Выпрямляющий и омический контакты металл – полупроводник. Прохождение тока через контакты.....	22
2. СВОЙСТВА <i>p-n</i> ПЕРЕХОДА.....	31
2.1. Образование <i>p-n</i> перехода. Контактная разность потенциалов. Решение уравнения Пуассона для резкого и линейного распределения примеси в <i>p-n</i> переходе. Толщина и барьерная емкость <i>p-n</i> перехода .....	31
2.2. Идеальная вольт-амперная характеристика. Сравнение с реальной ВАХ. Лавинный и туннельный пробой. Роль генерации-рекомбинации в <i>p-n</i> переходе. Высокий уровень инжекции .....	38
2.3. Поведение <i>p-n</i> перехода при малом переменном сигнале. Переходные процессы.....	46
2.4. Гетеропереходы. Построение энергетических диаграмм. Разрывы краев энергетических зон. Односторонняя инжекция ....	54
3. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ДИОДЫ .....	76
3.1. Функциональные возможности <i>p-n</i> переходов. Выпрямители, стабилитроны, варикапы. ....	76
3.2. Высокочастотные диоды: параметрические, туннельные, лавинно-пролетные. Переключательные диоды.....	81
3.3. Надежность диодов .....	93
4. БИПОЛЯРНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ.....	111
4.1. Принцип действия, основные характеристики транзистора при различных схемах включения .....	114
4.2. Эквивалентная схема транзистора. Предельные частоты.....	118
4.3. Дрейфовый планарный биполярный транзистор.....	123
4.4. Биполярные гетеропереходные транзисторы с широкозонным эмиттером (БГТ). Конструктивные особенности БГТ на основе Si/GeSi/Si-структур и материалов $A^{III}B^V$ . Успехи и проблемы повышения частоты и мощности .....	126

5. ПОЛЕВЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ.....	135
5.1. Полевые транзисторы с управляющим <i>p-n</i> переходом. Принцип действия, статические характеристики и параметры .....	135
5.2. МДП-транзисторы .....	137
5.3. Эквивалентная схема. Ограничения на высокой частоте .....	141
5.4. Микроминиатюризация МДП-транзисторов .....	143
5.5. Полевые гетеротранзисторы с двумерным каналом на основе материалов $A^{III}B^V$ . Повышение частоты и мощности полевых транзисторов .....	148
6. ОПТОЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ.....	157
6.1. Фотоприемники. Требования к материалам. Фотопроводящие приемники .....	157
6.2. Фотодиоды. Фотодиодный и фотогальванический режимы.....	160
6.3. Светодиоды, принцип действия, основные характеристики. Светодиоды на различных материалах $A^{III}B^V$ . Разработка зеленых и синих светодиодов на материалах $A^{III}N$ . Белые светодиоды на GaN.....	165
6.4. Инжекционные лазеры .....	174
БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК .....	179
ПРИЛОЖЕНИЕ 1. Контрольные работы .....	180
ПРИЛОЖЕНИЕ 2. Тестовые задания .....	188

## **Введение**

Современный этап развития полупроводниковой электроники характеризуется большим объемом исследований по совершенствованию имеющихся и по созданию новых дискретных полупроводниковых приборов и интегральных схем, использующихся для детектирования, преобразования и усиления электрических колебаний, регистрации излучений в вычислительной технике, автоматике, связи, медицине и биологии. В основе действия большинства полупроводниковых приборов и интегральных схем лежат физические процессы на контактах металл – полупроводник, в структурах металл – диэлектрик – полупроводник и электронно-дырочных переходах. Применение этих приборов в различных областях базируется на их разнообразных функциональных возможностях. Однако разные полупроводниковые структуры имеют ряд общих фундаментальных свойств, обусловленных наличием потенциальных барьеров на границах раздела и в объеме полупроводника.

Основной задачей пособия является ознакомление с физическими аспектами явлений и процессов, происходящих в современных структурах твердотельной полупроводниковой электроники, в том числе в объектах микро- и нанoeлектроники. Значительное внимание уделено гетеропереходам и приборам на их основе: биполярным и полевым гетеротранзисторам, оптоэлектронным приборам, а также квантоворазмерным структурам. В приложениях 1, 2 приведены варианты контрольных работ и тестовых заданий по курсу «Твердотельная электроника».

# 1. КОНТАКТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

## 1.1. Свойства структуры металл – диэлектрик – полупроводник. Энергетические диаграммы идеальной МДП-структуры. Эффект поля. Обогащение и обеднение. Инверсия типа проводимости у поверхности полупроводника. Решение уравнения Пуассона. Реальная МДП-структура. Роль зарядовых состояний на поверхности полупроводника и в диэлектрике

Структура металл – диэлектрик – полупроводник (МДП) представляет собой конденсатор, при приложении напряжения к которому наведенный заряд в полупроводнике не сосредотачивается на поверхности, а распространяется, постепенно уменьшаясь, на некоторое расстояние в глубь кристалла.

Знак заряда в полупроводнике зависит от полярности приложенного напряжения. При отрицательной полярности напряжения на металле наведенный заряд в полупроводнике положительный. В дырочном полупроводнике положительный заряд обусловлен дырками, которые притянулись к поверхности, а в электронном полупроводнике – ионами доноров, от которых оттолкнулись электроны. В первом случае происходит обогащение, а во втором – обеднение приповерхностного слоя основными носителями. При положительной полярности напряжения на металле, наоборот, в электронном полупроводнике происходит обогащение приповерхностного слоя электронами, а в дырочном – обеднение дырками и «обнажение» отрицательных акцепторных ионов.

Протяженность размещения совокупности подвижных зарядов в обогащенном слое называют длиной экранирования, или дебаевской длиной  $L_D$ , а протяженность распределения неподвижных ионных зарядов – глубиной обедненного слоя. Обогащенные и обедненные слои называются тем тоньше, чем больше концентрация примеси, а значит, и концентрация основных носителей заряда.

Если принять потенциал в объеме полупроводника равным нулю, то потенциал поверхности будет отличен от нуля благодаря наличию зарядов между объемом и поверхностью. Разность потенциалов между поверхностью и объемом называется поверхностным потенциалом  $\phi_s$ .

К такому же эффекту создания распределенного заряда в приповерхностной области приводит наличие заряженных состояний на самой поверхности полупроводника. Поэтому в реальных МДП-структурах в отсутствие внешнего напряжения поверхностный потенциал не снижается до нуля, а имеет конечное равновесное значение  $\phi_s$ , что обусловлено наличием заряженных поверхностных состояний, а также контактной разностью потенциалов между металлом и полупроводником. Внешнее напряжение, необходимое для того чтобы скомпенсировать равновесный поверхностный потенциал  $\phi_s$ , называется напряжением спрямления зон.

Наличие поверхностного потенциала соответствует изгибу энергетических зон на зонной диаграмме вниз – в случае положительной полярности напряжения на металле (или донорных поверхностных состояний), и вверх – в случае отрицательного напряжения на металле (или акцепторных поверхностных состояний). Кривые зонной диаграммы являются зеркальным отображением кривой потенциала  $\phi(x)$ .

Распределение потенциала в области объемного заряда можно определить с помощью уравнения Пуассона:

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -\frac{\rho}{\epsilon\epsilon_0},$$

где  $\epsilon$  – диэлектрическая проницаемость;

$\rho = q(p + N_D^+ - n - N_A^-)$  – объемная плотность заряда; здесь  $N_D^+$

и  $N_A^-$  – концентрации ионизированных примесей;

$p = p_\infty \exp\left(\frac{-q\phi}{kT}\right)$ ;  $n = n_\infty \exp\left(\frac{q\phi}{kT}\right)$  – концентрации подвижных

носителей заряда ( $p_\infty, n_\infty$  – концентрации в объеме полупроводника).

В двух важных частных случаях, когда можно пренебречь либо концентрацией ионизированных примесей (обогащенный слой), либо концентрацией свободных носителей (обедненный слой), уравнение имеет аналитические решения. Эти случаи рассмотрены ниже.

### Собственный полупроводник

Выберем положительную полярность напряжения на металле.

Поскольку полупроводник собственный, то  $n_\infty = p_\infty = n_i$  и  $N_D^+ = N_A^- = 0$ .

Плотность заряда равна  $\rho = qn_i[\exp(-q\phi/kT) - \exp(q\phi/kT)]$ ; поскольку  $\sinh x = [\exp(x) - \exp(-x)]/2$ , то  $\rho = -2qn_i \sinh q\phi/kT$ .



Подставим это выражение в уравнение Пуассона, поделим обе части на  $kT/q$  и введем безразмерную переменную  $\Phi = \frac{q\varphi}{kT}$ . Уравнение примет вид

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2} = \frac{\text{sh}\Phi}{L_{D_i}^2},$$

где  $L_{D_i} = \sqrt{\frac{\epsilon\epsilon_0 kT}{2q^2 n_i}}$  – дебаевская длина в собственном полупроводнике;

для кремния  $L_{D_i} \approx 20$  мкм.

Рассмотрим простейший случай, когда  $|\varphi| < kT/q$ , т.е.  $|\Phi| < 1$ . В этом случае можно положить  $\text{sh}\Phi \approx \Phi$  и уравнение Пуассона превращается в линейное дифференциальное уравнение 1-го порядка

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2} = \frac{\Phi}{L_{D_i}^2}$$

с решением  $\Phi = A \exp(x/L_{D_i}) + B \exp(-x/L_{D_i})$ .

Для граничных условий  $\varphi(\infty) = 0$  и  $\varphi(0) = \varphi_s$

$$A = 0; B = \frac{q\varphi_s}{kT}; \varphi(x) \approx \varphi_s \exp\left(-\frac{x}{L_{D_i}}\right).$$

Дебаевская длина – это расстояние, на котором потенциал уменьшается в  $e$  раз по сравнению с максимальным его значением  $\varphi_s$  на поверхности.

При обеих полярностях напряжения приповерхностный слой в собственном полупроводнике оказывается обогащенным (либо электронами, либо дырками).

### Примесный полупроводник

Особенностью эффекта поля в примесных полупроводниках по сравнению с собственным является возможность получения как обогащенных, так и обедненных приповерхностных слоев.

Режим обогащения соответствует такой полярности приложенного напряжения, при которой основные носители притягиваются к поверхности. Этот случай близок к рассмотренному, но отличается меньшим искривлением зон, что обусловлено большей концентрацией подвижных носителей в примесном полупроводнике.

Для полупроводника  $n$ -типа при положительной полярности напряжения на металле вблизи поверхности  $n > p, N_D^+, N_A^-$ . Тогда  $\rho = -qn_\infty \exp(q\Phi/kT)$  и уравнение Пуассона принимает вид

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2} = \frac{\exp\Phi}{L_D^2}.$$

При условии  $\phi_s < 2kT/q$  можно положить  $\exp\Phi \approx \Phi$  и уравнение приводится к виду

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2} = \frac{\Phi}{L_D^2}.$$

Тогда потенциал в примесном полупроводнике описывается выражением, подобным выражению для собственного полупроводника, но уравнение для определения дебаевской длины имеет вид

$$L_D = \sqrt{\frac{\epsilon\epsilon_0 kT}{q^2 n_\infty}}.$$

Поскольку  $n_\infty \gg n_i$ , дебаевская длина в примесных полупроводниках гораздо меньше, чем в собственных. Полагая  $n_\infty = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $\epsilon = 10$ , получаем типичное значение для большинства полупроводников:  $L_D \approx 0,04 \text{ мкм}$ . Как видим, поле проникает в примесные полупроводники на ничтожную глубину. Оценка  $L_D$  для металлов с концентрацией свободных носителей  $10^{22} \dots 10^{23} \text{ см}^{-3}$  дает десятые доли нанометра, что соответствует 1–2 межатомным расстояниям. Подобная оценка хорошо иллюстрирует тот известный факт, что заряды в металле всегда сосредоточены на поверхности, внутри металла заряды и электрические поля отсутствуют.

При достаточно большом напряжении поверхностный потенциал увеличивается настолько, что уровень Ферми на приповерхностном участке оказывается в пределах одной из разрешенных зон. На этом участке полупроводник вырождается и превращается в полуметалл. В результате структура МДП превращается в МДМ, которая представляет собой обычный конденсатор. Поскольку падение напряжения в полуметаллическом слое ничтожное, поверхностный потенциал достигает значения  $\phi_{s \max} = E_c - F$  для полупроводника  $n$ -типа или  $\phi_{s \max} = F - E_v$  для полупроводника  $p$ -типа и больше не меняется.

Режим обеднения соответствует такой полярности приложенного напряжения, при которой основные носители уходят от поверхности. В этом случае  $\varphi$  может иметь бóльшие значения, чем в режиме обогащения. Выталкивание основных носителей из приповерхностного слоя в глубь полупроводника приводит к появлению некомпенсированного объемного заряда примесных ионов и возникновению потенциального барьера.

### Приближение полного обеднения

Выясним, как потенциал и электрическое поле в таком барьере зависят от высоты барьера, напряжения смещения и концентрации примесей. Используем так называемое приближение полного обеднения, при котором предполагается, что концентрация свободных носителей у края обедненной области резко уменьшается от значения, равного их концентрации в объеме полупроводника, до значения, пренебрежимо малого по сравнению с концентрацией доноров или акцепторов.

Рассмотрим полупроводник  $p$ -типа. Вне обедненной области полупроводник нейтрален, а внутри нее плотность заряда равна  $\rho = -qN_A^-$ . Граница обедненного слоя резкая и расположена на расстоянии  $d$  от поверхности. Вкладом свободных носителей заряда пренебрегаем, считаем, что при  $0 < x < d$   $n(x) = p(x) = 0$ . Пространственное изменение плотности заряда соответствует представленному на рис. 1.1.

Поле  $E$  и потенциал  $\varphi$  полагаем равными нулю внутри нейтральной области полупроводника. Решаем уравнение Пуассона:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{qN_A}{\epsilon\epsilon_0}, \quad \frac{d\varphi}{dx} = -E = \frac{qN_A}{\epsilon\epsilon_0}x + C.$$

Используя граничное условие  $\frac{d\varphi}{dx}|_{x=d} = 0$ , получаем

$$C = \frac{qN_A}{\epsilon\epsilon_0}d, \quad \text{т.е.} \quad \frac{d\varphi}{dx} = \frac{qN_A}{\epsilon\epsilon_0}(x-d), \quad \text{откуда} \quad E = \frac{qN_A}{\epsilon\epsilon_0}(d-x),$$

$$E_s = E_{\max} = \frac{qN_A}{\epsilon\epsilon_0}d.$$

---

\* В дальнейших расчетах полагаем  $N_A^- = N_A$  и  $N_D^+ = N_D$ .

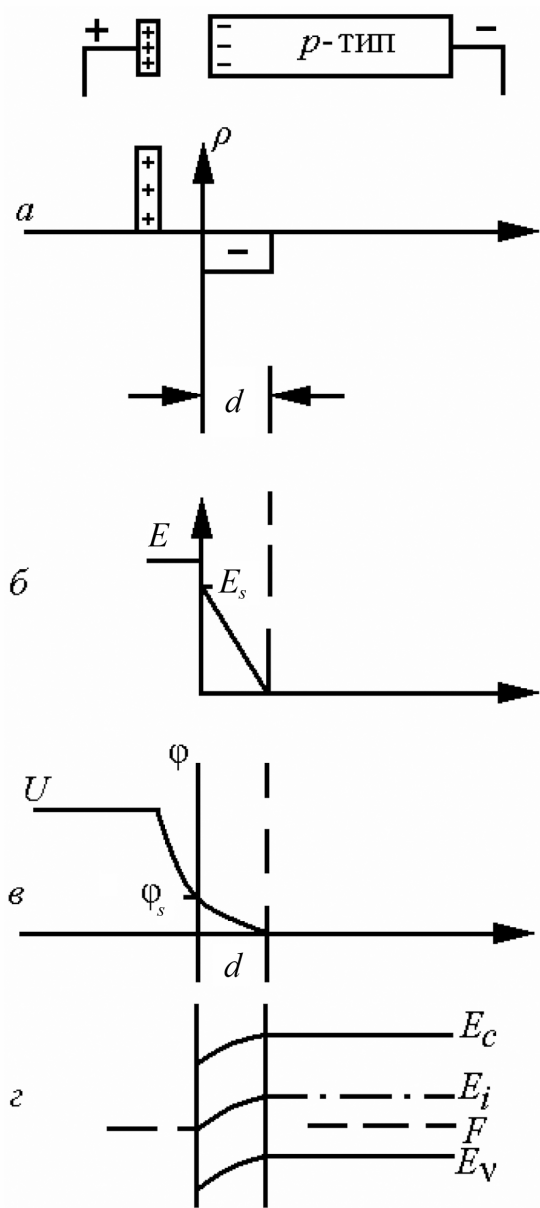


Рис. 1.1. Идеальная МДП-структура в условиях обеднения:  
 а – распределение зарядов; б – электрического поля;  
 в – потенциала; г – искривление зон

Интегрируем уравнение второй раз:  $\varphi(x) = \frac{qN_A}{2\varepsilon\varepsilon_0}(x-d)^2 + C_1$  и, приняв во внимание второе граничное условие  $\varphi_{x=d} = 0$ , откуда  $C_1 = 0$ , получаем  $\varphi(x) = \frac{qN_A}{2\varepsilon\varepsilon_0}(x-d)^2$ . При  $x = 0$   $\varphi(s) = \frac{qN_A}{2\varepsilon\varepsilon_0}d^2 = \frac{1}{2}E_s d$  или  $E_s = \frac{2\varphi_s}{d}$ . Для толщины обедненного слоя или области пространственного заряда (ОПЗ) получаем выражение  $d = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0|\varphi_s|}{qN_A}}$ .

Обычно величина  $d$  в несколько раз превышает величину  $L_D$ . Отметим, что  $L_D$  зависит только от свойств материала, тогда как толщина обедненного слоя  $d$  зависит еще от приложенного напряжения, поскольку от него зависит потенциал  $\varphi_s$ .

Для полупроводника  $n$ -типа в режиме полного обеднения соответствующие выкладки будут выглядеть следующим образом:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{qN_D}{\varepsilon\varepsilon_0}; \quad -E = \frac{d\varphi}{dx} = -\frac{qN_D}{\varepsilon\varepsilon_0}x + C,$$

при граничном условии  $\frac{d\varphi}{dx}|_{x=d} = 0$   $C = \frac{qN_D}{\varepsilon\varepsilon_0}d$  и  $\frac{d\varphi}{dx} = \frac{qN_D}{\varepsilon\varepsilon_0}(d-x)$ ;

$$E = \frac{qN_D}{\varepsilon\varepsilon_0}(x-d); \quad E_s = E_{\max} = -\frac{qN_D}{\varepsilon\varepsilon_0}d.$$

Интегрируя уравнение Пуассона второй раз, получаем

$\varphi(x) = -\frac{qN_D}{2\varepsilon\varepsilon_0}(d-x)^2 + C_1$ , из граничного условия  $\varphi_{x=d} = C_1 = 0$  следует:

$$\varphi(x) = -\frac{qN_D}{2\varepsilon\varepsilon_0}(d-x)^2; \quad \varphi_s = -\frac{qN_D}{2\varepsilon\varepsilon_0}d^2 = \frac{E_s}{2}d; \quad d = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0|\varphi_s|}{qN_D}}.$$

В обоих случаях напряженность электрического поля растет линейно с увеличением расстояния от края обедненной области, а потенциал растет квадратично. Результирующий барьер параболической формы известен как барьер Шоттки.

Заряд, образовавшийся в приповерхностной обедненной области полупроводника  $p$ -типа, определяют следующим образом:

$$Q_s = qN_A d = \varepsilon\varepsilon_0 E_s = \frac{2\varepsilon\varepsilon_0\varphi_s}{d}.$$

Используя полученное для  $d$  выражение, получаем

$$Q_s = (2\epsilon\epsilon_0 q N_A \phi_s)^{1/2}.$$

Дифференциальная емкость области пространственного заряда для случая полного обеднения

$$C_{\delta} = \frac{dQ_s}{d\phi} = \frac{1}{2} (2\epsilon\epsilon_0 q N_A)^{1/2} \frac{1}{\phi_s^{1/2}} = \frac{\epsilon\epsilon_0}{d},$$

т.е. соответствует емкости плоского конденсатора с расстоянием между обкладками  $d$ .

С ростом напряжения основные носители продолжают отталкиваться от поверхности (а обедненный слой расширяется), но одновременно к поверхности притягиваются неосновные носители. Когда уровень Ферми пересечет середину запрещенной зоны, начнется образование инверсионного слоя. При  $|\phi_s| > E_i - F$  уровень Ферми оказывается в той половине запрещенной зоны, которая соответствует преобладанию неосновных носителей.

Дальнейшее увеличение внешнего напряжения сопровождается увеличением  $|\phi_s|$  до тех пор, пока уровень Ферми не пересечет границу запрещенной зоны ( $E_c$  или  $E_v$ ). После этого полупроводник в инверсионном слое становится вырожденным и превращается в полуметалл. Толщина инверсионного слоя составляет всего 1...2 нм ( $1 \text{ нм} = 10^{-9} \text{ м} = 10^{-7} \text{ см} = 10 \text{ \AA}$ ), т.е. 2–4 величины постоянной решетки. На этом участке поле и потенциал возрастают по экспоненте к границе раздела. Поскольку падение напряжения в полуметаллическом слое ничтожное, то потенциал  $|\phi_s|$  практически не меняется и сохраняет значение  $|\phi_{s \text{ max}}|$ , при котором образовался полуметаллический слой:  $|\phi_{s \text{ max}}| = 2|F - E_i| \leq E_g$ . Таким образом, реальное искривление зон не превышает ширины запрещенной зоны  $E_g$  полупроводника.

**Учет свободных носителей заряда.** Иногда необходимо знать, как зависит электрическое поле в барьере Шоттки от высоты барьера, напряжения смещения и концентрации примесей более точно, чем это позволяет приближение полного обеднения. Приведем такой анализ с учетом свободных носителей заряда для полупроводника  $p$ -типа.

Суммарная плотность заряда в более общем случае может быть выражена как

$$p(x) = -q \left[ N_A^- + n(x) - p(x) \right] = -q \left[ p_{\infty} + n_{\infty} \exp\left(\frac{q\Phi}{kT}\right) - p_{\infty} \exp\left(-\frac{q\Phi}{kT}\right) \right] - q p_{\infty} \left[ 1 + \frac{n_{\infty}}{p_{\infty}} \exp\left(\frac{q\Phi}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{q\Phi}{kT}\right) \right].$$

Далее производим следующие преобразования:

$$\frac{d\varphi}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon\varepsilon_0}; E = -\frac{d\varphi}{dx}; \frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{dE}{dx} = -\frac{dE}{d\varphi} \frac{d\varphi}{dx} = \frac{dE}{d\varphi} E; EdE = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon\varepsilon_0} d\varphi.$$

Интегрируя это уравнение по направлению от объема к поверхности и учитывая, что в объеме когда  $E = 0$ , то и  $\varphi = 0$ , получаем

$$\int_0^E EdE = -\frac{1}{\varepsilon\varepsilon_0} \int_0^\varphi \rho(x) d\varphi.$$

Результатом интегрирования является выражение

$$E^2 = \left( \frac{2kTp_0}{\varepsilon\varepsilon_0} \right) \left[ \frac{n_0}{p_0} \exp\left(\frac{q\varphi}{kT}\right) + \frac{q\varphi}{kT} + \exp\left(-\frac{q\varphi}{kT}\right) \right],$$

с учетом того, что  $\rho_\infty = p_0$ ,  $n_\infty = n_0$ .

Введем обозначения  $C = \frac{n_0}{p_0}$ ,  $B = \frac{q}{kT}$ , тогда

$$E = -\frac{d\varphi}{dx} = \frac{\sqrt{2}}{BL_D} \left[ C \exp(B\varphi) + B\varphi + \exp(-B\varphi) \right]^{\frac{1}{2}}.$$

Суммарная плотность заряда

$$Q_s = \varepsilon\varepsilon_0 E_s = \frac{\sqrt{2}\varepsilon\varepsilon_0}{BL_D} \left[ C \exp(B\varphi_s) + B\varphi_s + \exp(-B\varphi_s) \right]^{\frac{1}{2}} = \frac{\sqrt{2}\varepsilon\varepsilon_0}{BL_D} \Psi_s^{1/2}.$$

Аналитическое решение уравнения в общем виде найти невозможно. В связи с этим возникает необходимость приближенного численного интегрирования. Данный расчет приводит к уточнению размеров области объемного заряда и более правильной картине искривления энергетических зон. Как следует из расчетов, размеры области объемного заряда оказываются значительно меньше.

Зависимость плотности пространственного заряда  $Q_s$  от поверхностного потенциала  $\varphi_s$  показана на рис. 1.2.

При отрицательных  $\varphi_s$  заряд  $Q_s$  положителен, что отвечает аккумуляции дырок у поверхности. В этом случае доминирует третья слагаемое выражения для  $\Psi_s$ , так что  $Q_s \sim \exp\left(\frac{q|\varphi_s|}{2kT}\right)$ . В состоянии

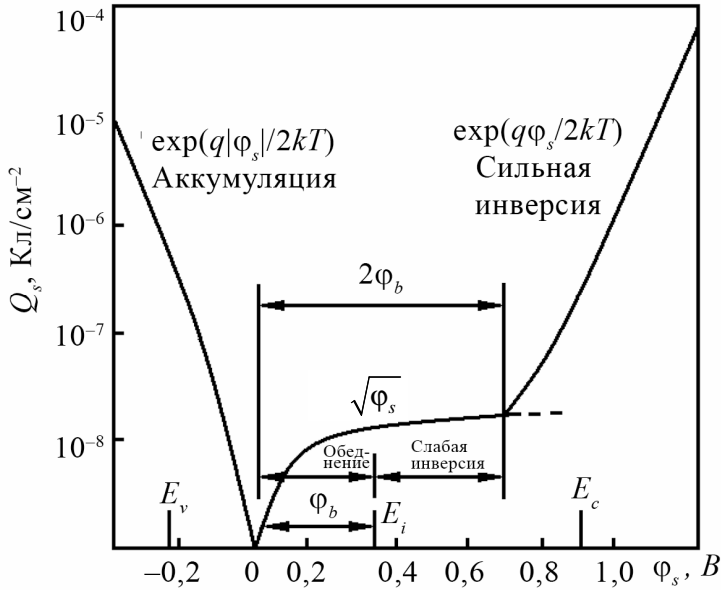


Рис. 1.2. Зависимость плотности объемного заряда от поверхностного потенциала  $\phi_s$  для кремния  $p$ -типа с  $N_A = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ; потенциал  $\phi_b$  соответствует разности уровня Ферми и середины запрещенной зоны  $E_i$  в объеме полупроводника

плоских зон  $\phi_s = 0$  и  $Q_s = 0$ . В режиме обеднения  $\frac{kT}{q} > \phi_s > 0$ , а заряд

$Q_s$  отрицателен. При этом доминирует второе слагаемое выражения  $\psi_s$ , так что . При  $\phi_s > kT/q$  начинает осуществляться инверсия. Сильная инверсия наступает при  $\phi_s \geq 2kT/q$ , когда поверхностная концентрация неосновных носителей (электронов) становится равной исходной концентрации основных носителей  $p_0$  и в рассматриваемом уравнении преобладает первое слагаемое выражения для  $\psi_s$ , т.е.

$$Q_s \sim \exp\left(\frac{q\phi_s}{2kT}\right).$$

Дифференциальная емкость области пространственного заряда полупроводника  $C_0$ ,  $\text{Ф/см}^2$ , определяется выражением

$$C_0 = \frac{dQ_s}{d\phi_s} = \frac{\epsilon\epsilon_0}{\sqrt{2}L_D\psi^{\frac{1}{2}}} [1 - \exp(-B\phi_s) + C \exp(B\phi_s)].$$



В состоянии плоских зон, т.е. при  $\varphi_s = 0$ , величину  $C_6$  получают при разложении экспонент в ряд; она составляет

$$C_6(\varphi_s = 0) = \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{L_D}.$$

Идеальная МДП-структура предполагает:

- 1 – равенство работ выхода электрона из металла и полупроводника;
- 2 – отсутствие заряженных состояний в диэлектрике и на границе раздела диэлектрик – полупроводник;
- 3 – отсутствие переноса носителей через структуру.

Возьмем полупроводник  $p$ -типа. К металлу приложено положительное напряжение  $U > 0$ , тогда зоны изогнуты вниз и приповерхностная область полупроводника обеднена основными носителями, как показано на рис. 1.3.

У поверхности возникает тонкий инверсионный  $n$ -слой. Для обеспечения электронейтральности структуры заряд на ее металлическом электроде  $Q_m$  должен быть равен сумме электронного заряда в инверсионном слое  $Q_n$  и заряда ионизированных акцепторов в области обеднения полупроводника:

$$Q_m = Q_n + qN_A d = Q_s.$$

В отсутствие разности работ выхода приложенное напряжение делится между диэлектриком и полупроводником:

$$U = U_i + \varphi_s,$$

где  $U_i = \frac{Q_s W}{\varepsilon_i \varepsilon_0} \left( \equiv \frac{Q_s}{C_i} \right)$  – потенциал, приложенный к диэлектрику;

здесь  $W$  – толщина диэлектрика;  
 $\varepsilon_i$  – диэлектрическая проницаемость изолятора.

Полная емкость МДП-структуры складывается из последовательно включенных емкости слоя диэлектрика  $C_i = \frac{\varepsilon_i \varepsilon_0}{W}$  и емкости пространственного заряда полупроводника  $C_6$ :

$$C_{\text{полн}} = \frac{C_i C_6}{C_i + C_6}.$$

Для заданной толщины диэлектрика  $W$  емкость  $C_i$  постоянна и соответствует максимальной емкости всей структуры. Емкость полупроводника зависит от напряжения.

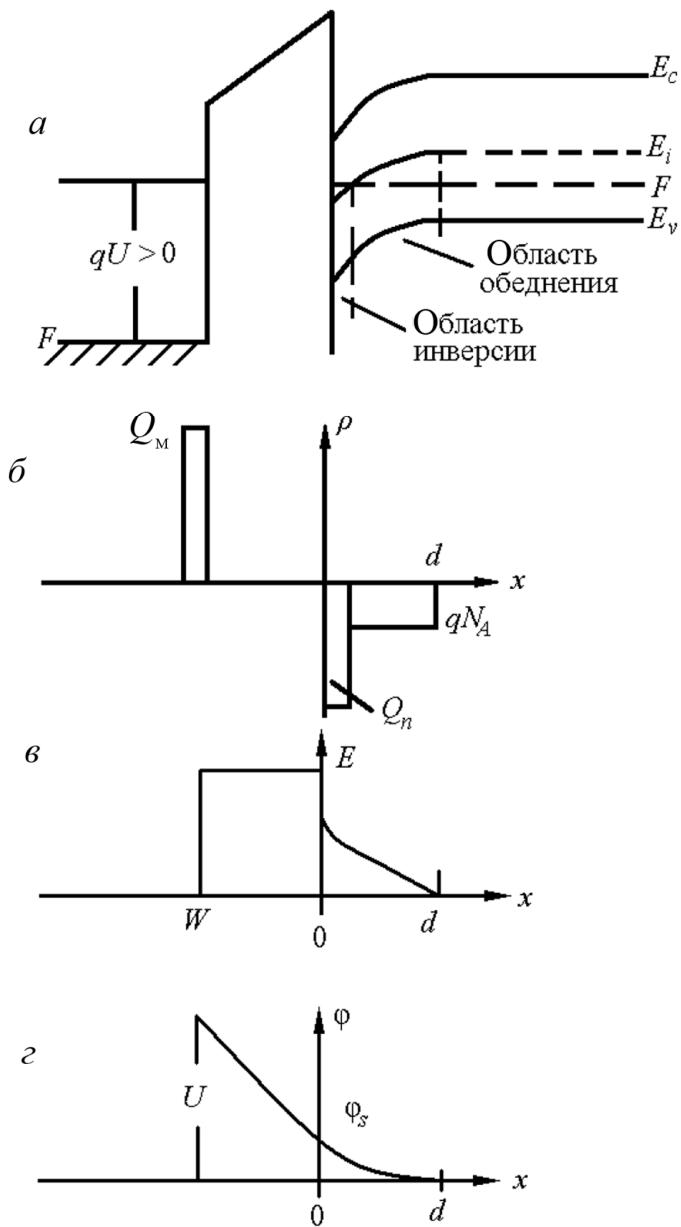


Рис. 1.3. Зонная диаграмма идеальной МДП-структуры в условиях инверсии (а); б – распределение зарядов, в – электрического поля, г – потенциала

Зависимость емкости от напряжения МДП-структуры имеет вид, показанный на рис. 1.4. Рассмотрим эту зависимость подробнее.

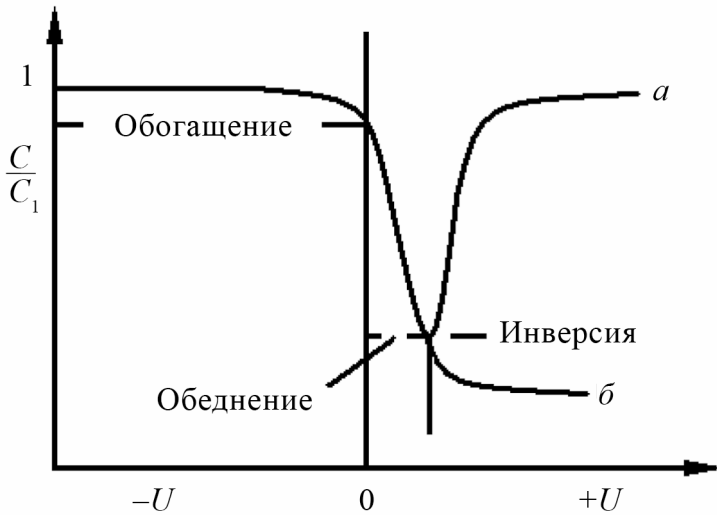


Рис. 1.4. Зависимость емкости от напряжения идеальной МДП-структуры:  $a$  — для низких частот;  $б$  — для высоких частот

При отрицательном напряжении на металле зоны изгибаются вверх и осуществляется режим обогащения основными носителями — дырками приповерхностного слоя полупроводника  $p$ -типа. В этом случае размер области локализации заряда в полупроводнике мал в сравнении с толщиной диэлектрика:  $L_D \ll W$ . Поэтому емкость полупроводника  $C_6$  существенно больше емкости диэлектрика  $C_i$  и полная емкость структуры определяется емкостью изолятора  $C_{\text{полн}} = C_i$ . При убывании отрицательного напряжения на металле поверхностное обогащение уменьшается,  $C_6$  также уменьшается и полная емкость начинает понижаться. При  $\varphi_s = 0$  имеем полную емкость в точке плоских зон:

$$C_{\text{полн}}(\varphi_s = 0) = \left[ \frac{1}{C_1} + \frac{L_D}{\varepsilon \varepsilon_0} \right]^{-1} = \frac{\varepsilon_i \varepsilon_0}{W + \left( \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon} \right) L_D}.$$

Когда напряжение на металле становится положительным:  $\varphi_s > 0$ , дырки удаляются от поверхности и образуется обедненная область. В

$$\text{этом случае } C_{\text{полн}} = \left[ \frac{1}{C_1} + \frac{d}{\epsilon \epsilon_0} \right]^{-1}.$$

С увеличением напряжения растет  $d$  и  $C_{\text{полн}}$  продолжает уменьшаться. При дальнейшем увеличении напряжения у границы раздела возникает тонкий инверсионный слой  $n$ -типа, как показано на рис. 1.3. Количество электронов в нем может меняться со скоростью генерации-рекомбинации в обедненной области. При малой частоте сигнала, с помощью которого измеряется емкость, изменение количества носителей в инверсионном слое успевает следовать за ним. В таком режиме  $C_{\text{полн}}$  есть емкость, определяемая изменением зарядов с обеих сторон диэлектрика, т.е.  $C_{\text{полн}}$  приближается к  $C_i$ . Для структур  $\text{Me}/\text{SiO}_2/\text{Si}$  частота сигнала должна быть менее 100 Гц. При более высоких частотах инверсионный слой не успевает реагировать на изменения сигнала. В этом случае будет модулироваться величина заряда в обедненной области полупроводника в результате перемещения дырок у дальней границы области пространственного заряда.  $C_{\text{полн}}$  соответствует последовательно соединенным емкостям  $C_i$  и  $C_0$ , причем теперь  $d = d_{\text{max}}$  и не зависит от напряжения. С ростом напряжения измеряемая емкость остается постоянной (кривая  $b$  на рис. 1.4).

Идеальные  $C-U$ -характеристики МДП-структур используют при сравнении с экспериментальными результатами для выяснения свойств реальных МДП-структур.

Отличие характеристик реальных МДП-структур от соответствующих зависимостей идеальных МДП-конденсаторов обусловлено существованием поверхностных ловушек и зарядов в окисле.

В реальных МДП-структурах существует ряд поверхностных состояний и зарядов на границе раздела полупроводника с диэлектриком, а также в самом диэлектрике.

Заряд, захваченный поверхностными ловушками, представляет собой заряд электронных состояний, которые локализованы на границе раздела полупроводник – диэлектрик и энергия которых лежит в глубине запрещенной зоны полупроводника. Основная причина возникновения таких состояний заключается в нарушении пространственной периодичности кристаллической решетки.

Поверхностные состояния обусловлены также избыточными атомами кремния, избыточным кислородом или примесными атомами.

При изменении приложенного напряжения положение энергетических уровней поверхностных состояний следует за смещением краев зон на границе раздела, в то время как положение уровня Ферми остается неизменным. При пересечении уровня Ферми энергетическим уровнем происходит изменение его зарядового состояния. Изменение поверхностного связанного заряда дает дополнительный вклад в дифференциальную емкость МДП-структуры.

Эквивалентная электрическая схема МДП-структуры, учитывающая влияние поверхностных состояний, показана на рис. 1.5. В схему введены емкость  $C_s$  и сопротивление  $R_s$ , связанные с поверхностными состояниями и зависящие от поверхностного потенциала. Произведение  $R_s C_s$  определяет время релаксации заполнения поверхностных ловушек и частотную зависимость процесса перезарядки поверхностных состояний.

Заряд в диэлектрике (окисле) состоит из фиксированного заряда окисла, заряда, захваченного в окисле, и заряда подвижных ионов.

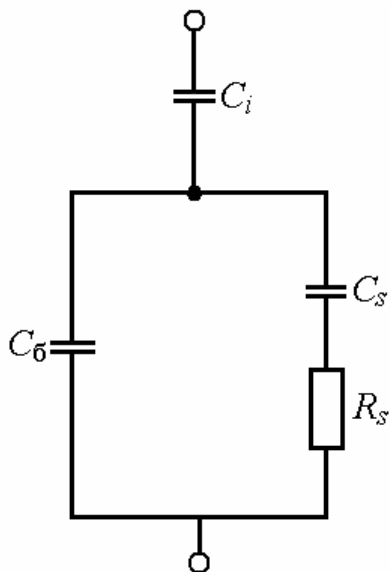


Рис. 1.5. Эквивалентная схема МДП-структуры