В. Л. Ткалич, В. Н. Фролков, К. О. Ткачев А. Н. Волченко, А. А. Киянов

# Физические основы микроэлектроники



Санкт-Петербург 2009

## ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ

# САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ, МЕХАНИКИ И ОПТИКИ



В. Л. Ткалич, В. Н. Фролков, К.О. Ткачев, А. Н. Волченко, А. А. Киянов

# Физические основы микроэлектроники

# Учебное пособие



Санкт-Петербург 2009 В. Л. Ткалич, В. Н. Фролков, К.О. Ткачев, А. Н. Волченко, А.А. Киянов. «Физические основы микроэлектроники». Методические учебное пособие к лабораторному практикуму – СПб. СПбГУ ИТМО, 2009 – 101с.

Пособие соответствует утвержденной учебной программе по направлению 210202 - «Проектирование и технология электронно-вычислительных средств». Предназначено для студентов, выполняющие работы лабораторного практикума по дисциплине «Физические основы микроэлектроники». Пособие содержит описание лабораторных работ, методические указания по их выполнению, контрольные вопросы и краткий теоретический материал.

Предназначено для студентов факультета Компьютерных Технологий и Управления, обучающихся по направлению: 210202 – «Проектирование и технология электронно-вычислительных средств».

В 2007 году СПбГУ ИТМО стал победителем конкурса инновационных образовательных программ вузов России на 2007-2008 годы. Реализация инновационной образовательной программы «Инновационная система подготовки специалистов нового поколения в области информационных и оптических технологий» позволит выйти на качественно новый уровень подготовки выпускников и удовлетворить возрастающий спрос на специалистов в информационной, оптической и других высокотехнологичных отраслях экономики.

© Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, 2009. © Ткалич В. Л., Фролков В. Н., Ткачев К. О., Волченко А.Н., Киянов А. А.

# Оглавление

Введение
Лабораторная работа №1. Исследование р-п переходов интегральных схем7
Лабораторная работа №2. Исследование электрических характеристик биполярных транзисторов22
Лабораторная работа №3. Исследование температурной зависимости параметров элементов интегральных схем
Лабораторная работа №4. Вольт-фарадные характеристики МОП-структур66
Список литературы

Данное учебное пособие предназначено для студентов, выполняющих работы лабораторного практикума по дисциплине «Физические основы микроэлектроники».

Дисциплина «Физические основы микроэлектроники» посвящена рассмотрению физических основ технологических процессов микро- и наноэлектроники (получение тонкопленочных структур, создание и перенос литографического изображения, методы модификации поверхностных и объемных структур, основы и методы контроля и метрологии).

Данное методическое учебное пособие включает исследование: работы p-n переходов интегральных схем, электрических характеристик биполярных транзисторов, температурной зависимости основных параметров элементов интегральных схем, а также вольтамперных характеристик МОП-структур.

На очередное занятие студент должен явиться, изучив описание назначенной ему работы. Основное внимание следует обратить на обоснование и особенности метода измерений основных параметров микроструктур ИС, а также на порядок выполнения работы. Необходимо подготовить таблицы для записи результатов измерений. Поскольку в данном руководстве вопросы теории рассматриваемых явлений затронуты кратко, необходимо при подготовке пользоваться дополнительной учебной и справочной литературой.

К выполнению лабораторной работы студент допускается только с разрешения преподавателя после контроля его подготовленности. В процессе выполнения работы каждый студент должен тщательно произвести необходимые измерения, записать ИХ результаты И необходимые для оформления протокола данные. По окончании работы студент должен подписать протокол у преподавателя и получить задание на следующее занятие. Протокол сохраняется студентом и прилагается к отчету по работе.

Перед сдачей отчета преподавателю необходимо подготовить ответы на контрольные вопросы, приведенные в конце описания каждой лабораторной работы. Полностью оформленный отчет предъявляется преподавателю при сдаче зачета по данной лабораторной работе.

4

# Лабораторная работа №1.

# Исследование р-п переходов интегральных схем.

ЦЕЛЬ РАБОТЫ – исследование вольт-амперных характеристик диодов и стабилитронов и сравнение их электрофизических параметров.

ОПИСАНИЕ ЛАБОРАТОРНОЙ УСТАНОВКИ И МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ

#### 1. ОПИСАНИЕ ЛАБОРАТОРНОЙ УСТАНОВКИ

В качестве лабораторной установки применяется измеритель характеристик полупроводниковых приборов Л2-56. Упрощённая схема измерений представлена на рис. 1.1



Рис. 1.1 Упрощённая схема измерений. R<sub>T</sub> – токочувствительный резистор.

#### 2. ПОДГОТОВКА ПРИБОРА К РАБОТЕ

<u>ВЕРТИКАЛЬ</u>	1mA
дел	
<u>ГОРИЗОНТАЛЬ</u> дел	1V
НА СТУПЕНЬКУ .	50 пА
<u> β-или-S</u>	20K
леп	

Установите удобную для наблюдения яркость свечения пятна, вращая по часовой стрелке ручку потенциометра ЯРКОСТЬ.

#### 3. ОБЩИЕ УКАЗАНИЯ

-Перед сменой испытуемого полупроводникового прибора, перед коммутацией ручек источника питания коллектора и генератора ступенек, переведите ключ ВЫБОР ТРАНЗИСТОРА в положение ОТКЛ.

- Перед началом измерения устанавливайте ручки переключателей ВЕРТИКАЛЬ и ГОРИЗОНТАЛЬ на менее чувствительные шкалы. Ручку АМПЛИТУДА СТУПЕНЕК устанавливайте на минимальную амплитуду, в ручку РЕГУЛИРОВКА НАПРЯЖЕНИЯ (①) устанавливайте на 0%.

- Перед началом измерения проверьте соответствие положения переключателя МАКСИМАЛЬНАЯ ПИКОВАЯ МОЩНОСТЬ допустимой

мощности испытуемого полупроводникового прибора. Будьте особенно внимательны при использовании максимальной пиковой мощности 75 Вт и более. Помните, что продолжительность непрерывной работы прибора при максимальной пиковой мощности 75 Вт и более в режиме обычных ступенек ограничена 30 мин.

- Будьте внимательны при использовании тока ступенек 100 мА/ступ и 200 мА/ступ. Помните, что суммарный ток усилителя ступенек (смещение плюс ступени) не должен превышать 2 А.

При фиксированном значении 2В/ступ ток нагрузки не должен быть более 20 мА.

Продолжительность непрерывной работы при суммарном токе усилителя ступенек (в режиме обычных ступенек) 2А ограничена 30 мин.

- После включения и прогрева прибора нажмите кнопку СТУПЕНИ ОДНОКРАТНЫЕ (ОДНОКР) для приведения триггеров генератора ступенек в исходное состояние.

- Не допускайте ухода изображения за пределы экрана ЭЛТ в положении НОРМ. переключателя МНОЖИТЕЛЬ (МНОЖ). При необходимости увеличения максимального пикового напряжения сначала переведите переключатель ГОРИЗОНТАЛЬ на менее чувствительную шкалу. При необходимости увеличения максимальной пиковой мощности и амплитуды ступенек сначала переведите переключатель ВЕРТИКАЛЬ на менее чувствительную шкалу.

ВНИМАНИЕ! При использовании коллекторного напряжения свыше 16 В пользуйтесь защитным кожухом. При смене транзистора обязательно РЕГУЛИРОВКА выведите на ручку нуль 🛈 ) во избежание поражения оператора НАПРЯЖЕНИЯ ( электрическим током. Следите за исправностью электрической блокировки. При наблюдении семейства вольтамперных характеристик мощных биполярных транзисторов, во избежание их перегрева. рекомендуется использовать импульсный режим источника питания базовой цепи, для чего нажмите кнопку 300мкс или 80мкс. При этом источник питания коллекторной цепи переходит в режим постоянного тока, и каждая характеристика изображается в виде пятна. (Может потребоваться регулировка ручки ЯРКОСТЬ).

При необходимости наблюдать семейство характеристик в режиме обычных ступенек без теплоотвода можно воспользоваться также кнопкой ОДНОКРАТНЫЕ СТУПЕНИ. При нажатии кнопки ОДНОКРАТНЫЕ СТУПЕНИ генерируется один период ступенчатого тока. При наблюдении вольтамперных характеристик биполярных транзисторов в микрорежиме (при токах коллектора менее 400 мкА) рекомендуется использовать режим постоянного тока источника питания коллекторной цепи, для чего следует перевести переключатель РЕЖИМ в положение = .

При этом на экране каждая характеристика будет изображаться в виде пятна, соответствующего её концу.

Для повышения точности отсчета параметров в приборе предусмотрен режим "Электронной лупы", позволяющий повысить чувствительность индикации по любой из координат в 10 раз.

Для измерения, например,  $I_C$  по вертикали в режиме "электронной лупы" переведите переключатель МНОЖИТЕЛЬ (МНОЖ) в положение х1 ВЕРТ., затем переключателем КАЛИБРОВАННОЕ ПЕРЕМЕЩЕНИЕ выведите исследуемую точку характеристики на осевую горизонталь с погрешностью не более 0.5 дел и переведите переключатель МНОЖИТЕЛЬ в положение ВЕРТ. х10.

Ток коллектора можно определить по формуле

 $I_{BEPT} = [(\Pi - 1) * 10 \pm \alpha] * M_{BEPT}$ 

где П - показание лимба переключателя КАЛИБРОВАННОЕ ПЕРЕМЕЩЕНИЕ ;

α- расстояние (в делениях) от исследуемой точки до осевой горизонтали;

М<sub>ВЕРТ</sub> -масштаб по вертикали.

Если точка располагается ниже осевой горизонтали, то α войдет в формулу со знаком "-".

Аналогично используется режим "электронной лупы" при измерении напряжения по горизонтали, при этом

 $U_{rop.} = (\Pi * 10 \pm \alpha) * M_{\Gamma OP}$ 

где M<sub>ГОР</sub> - масштаб по горизонтали ( α берется со знаком " - ", если исследуемая точка левее осевой вертикали).

# КАТЕГОРИЧЕСКИ ЗАПРЕЩАЕТСЯ!

Закорачивание и обход блокировки.

Заземление прибора обязательно.

Для уменьшения помех рекомендуется, удалить прибор от источников внешних электромагнитных полей и выбрать включение вилки сети, соответствующее минимальным помехам.

- Не применяйте больших усилий для переключения кулачковых и галетных переключателей.

- Во избежание ошибок, перед проведением измерений обязательно проверьте и откорректируйте положение пятна при нажатой кнопке НУЛЬ.

- Располагайте прибор таким образом, чтобы избежать прямого попадания света от внешних источников на лицевую панель прибора.

# ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

# Порядок наблюдения характеристик диодов и стабилитронов.

- Установите переключатель ГОРИЗОНТАЛЬ в положение 0,1 V /дел
   КОЛЛЕКТОР. Установите в контактное устройство кремниевый диод так, чтобы его катод был соединен с гнездом эмиттера.
- 2. Переведите ключ ВЫБОР ТРАНЗИСТОРА в положение ПРАВЫЙ. Введите ручку РЕГУЛИРОВКА НАПРЯЖЕНИЯ (<sup>1</sup>) до появления на экране ЭЛТ прямой ветви вольтамперной характеристики диода (рис. 1.2).

$\int$				Обра вет	тная гвь		2 m
							10 m
	Пря	імая гвь		/			5 n
							4(

Рис. 1.2 Вольтамперная характеристика диода

- 3. Переведите переключатель ПОЛЯРНОСТЬ в положение (PNP). На экране должно появиться изображение обратной ветви характеристики диода (рис.1.2).
- 4. Переведите переключатель ПОЛЯРНОСТЬ в положение (NPN). Установите переключатель РЕЖИМ в положение =. Обратите внимание, что при этом на экране ЭЛТ вместо изображения характеристики диода остается пятно, положение которого характеризует ток через диод при заданном напряжении.
- 5. Поверните ручку РЕГУЛИРОВКА НАПРЯЖЕНИЯ ( ) против часовой стрелки и заметьте, что пятно прослеживает характеристику диода.

6.	Установите ручки прибора в следующие положения	I. HEDLIŬ
	КЛЮЧ ВЫБОР ТРАНЗИСТОРА	- ЛЕВЫИ
	Переключатель ВЕРТИКАЛЬ	- I µА/дел
	Переключатель ГОРИЗОНТАЛЬ	- 5 V/дел - КОЛЛЕКТОР
	Ручка РЕГУЛИРОВКА НАПРЯЖЕНИЯ ( 🗍 )	- 100%
	Переключатель РЕЖИМ	- HOPM.
	Переключатель и потенциометр	
	СМЕЩЕНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ ПО ВЕРТИКАЛИ	- изображение в центре
	экрана	
	Вращайте ручку КОМПЕНСАЦИЯ ПЕТЛИ до	получения минимального
	размаха кривой по вертикали.	-
7.	Переведите ручки прибора в следующие положения:	
	Переключатель ПОЛЯРНОСТЬ	-
	Переключатель ГОРИЗОНТАЛЬ	- 2 V/дел
	КОЛЛЕКТОР	
	Переключатель ВЕРТИКАЛЬ	- 5 V/дел
	Переключатель и потенциометр	
	СМЕЩЕНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ ПО ВЕРТИКАЛИ	
		- в среднем положении
	РУЧКА РЕГУЛИРОВКА НАПРЯЖЕНИЯ (Ш)	- 0%
	КЛЮЧ ВЫБОР ТРАНЗИСТОРА	- OTKJI.

Снимите кремниевый диод из контактного устройства и установите взамен его кремниевый стабилитрон на напряжение 6-8В (например, КС-162, КС-175, КС-

182 или др.). Стабилитрон соедините так, чтобы его катод соединялся с гнездом эмиттера,

- 8. Нажмите кнопку НУЛЬ и установите пятно в центре масштабной сетки. Отпустите кнопку НУЛЬ,
- Переведите ключ ВЫБОР ТРАНЗИСТОРА в положение ПРАВЫЙ и поворачивайте

ручку РЕГУЛИРОВКА НАПРЯЖЕНИЯ (U) по часовой стрелке. Убедитесь, что на экране ЭЛТ появилось изображение обеих ветвей характеристики стабилитрона (рис. 1.3),



Рис. 1.3 Вольтамперная характеристика стабилитрона.

- Переведите переключатель ПОЛЯРНОСТЬ в положение (PNP). Убедитесь, что появилось изображение обратной ветви характеристики стабилитрона в верхнем правом углу ЭЛТ.
- Переключатель СМЕЩЕНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ ПО ВЕРТИКАЛИ ()) на одно положение против часовой стрелки. Переведите переключатель МНОЖИТЕЛЬ (МНОЖ) в положение х1 ГОРИЗ. Заметьте, что изображение характеристики сместилось в центр ЭЛТ (рис.1.4).



Рис. 1.4 Обратная ветвь характеристики стабилитрона.

Переведите переключатель МНОЖИТЕЛЬ (МНОЖ) в положение ГОРИЗ. x10. Нажмите кнопку НУЛЬ и установите потенциометром СМЕЩЕНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ ПО ГОРИЗОНТАЛИ ( ) пятно на осевую вертикаль. Отпустите кнопку НУЛЬ. Переведите переключатель МНОЖИТЕЛЬ (МНОЖ) в положение x1 ГОРИЗ.

Поверните переключатель КАЛИБРОВАННОЕ ПЕРЕМЕЩЕНИЕ против часовой стрелки, пока ветвь пробоя не окажется менее чем ±0,5 деления от осевой вертикали. Заметьте показания переключателя КАЛИБРОВАННОЕ ПЕРЕМЕЩЕНИЕ. Эти показания, будучи умноженными, на масштаб по горизонтали, дают приблизительное значение напряжения пробоя.

Так напряжение на рис.1.5 величина калиброванного перемещения шага стабилрона КС-175 составляет 3,5 дел., а масштаб по горизонтали 2 В/дел, Следовательно, приблизительное значение напряжения стабилизации составит:

 	 	_			
					5
					mA
					2 V
 	 		 	 	50
			 		nA
					100K

 $U_{CT}^{I} = 3.5 \text{ x } 2 = 7 \text{ B}$ 

(1)

Рис. 1.5 Смещённая обратная ветвь характеристики стабилитрона.

Переведите переключатель МНОЖИТЕЛЬ (МНОЖ) в положение ГОРИЗ. х 10. Заметьте, что теперь масштаб по горизонтали стал 0,2 В/дел. Измерьте количество делений от осевой вертикали до линии пробоя и умножьте на масштаб по горизонтали. Для рис.1.6 количество делений составит 2,2 и добавочное напряжение

(2)

Тогда точное значение напряжения стабилизации составит:

$$U_{CT} = U_{CT}^{l} + U_{DOG} = 7 + 0,44 = 14 B$$
(3)

Аналогично в положениях переключателя МНОЖИТЕЛЬ (МНОЖ) – x1 ВЕРТ и ВЕРТ. x10 можно измерить точное значение тока.

**ПРИМЕЧАНИЕ:** Если при установке по п. 13. линия пробоя окажется правее осевой вертикали, то в формуле (3) Uдоб следует брать со знаком минус.

Снимите вольт амперные характеристики диодов и стабилитронов назначенные преподавателем в соответствии с п. 1 – 14.



Рис. 1.6 Участок пробоя характеристики стабилитрона.

### контрольные вопросы

- 1. Что такое p-n переход? Что такое и как образуется область пространственного заряда (ОПЗ) p-n перехода.
- 2. Что такое плавный и ступенчатый p-n переход? Изобразите график распределения концентрации примеси в плавном и ступенчатом p-n переходе.
- 3. Что такое градиент концентрации примеси в p-n переходе? Изобразите графически распределение примеси в двух p-n переходах с различным градиентом концентрации.
- 4. Что такое контактная разность потенциалов и как она определяется в работе?
- 5. Что такое обратный ток насыщения p-n перехода и как он образуется?
- 6. Какими носителями и в результате каких процессов образуется прямой и обратный токи p-n перехода. Что такое диффузионный и дрейфовый токи?
- 7. Что такое пробой р-п перехода? Какие виды пробоя существуют?
- 8. Объясните физические процессы, протекающие при лавинном пробое. Чем определяется величина напряжения пробоя для плавного и ступенчатого p-n переходов?
- 9. Что такое барьерная ёмкость p-n перехода, как она возникает? Как барьерная ёмкость p-n перехода зависит от приложенного напряжения, чем это объясняется?

# Теоретический материал к лабораторной работе №1

Электронно-дырочным переходом (или *p-n* переходом) называется контакт двух полупроводников с различным типом проводимости.

При образовании перехода происходит перераспределение свободных носителей заряда, которое приводит к появлению в области контакта объемного заряда, в результате между **р-** и **n-** областями появляется потенциальный барьер и соответствующая ему контактная разность потенциалов.

В зависимости от метода получения, переход может быть резким (ступенчатым) или плавным.

Рассмотрим основные методы получения переходов.

- Метод сплавления (сплавные р-п переходы). Кристалл пгермания с накладкой индия помещается в графитовую печь и выдерживается в ней при температуре 500-600°С в атмосфере водорода или аргона. При этом расплавленный индий растворяет в себе германий. При медленном охлаждении из германий, расплава выпадает насыщенный индием. обладающей р-проводимостью. Ha границе закристаллизовавшегося расплава и монокристалле германия, обладающего n-проводимостью, образуется p-n переход.
- <u>Метод вытягивания</u> (тянутые **p-n** переходы). Другой способ получения **p-n** переходов состоит в том, что при вытягивании монокристалла из расплава в него вводят вначале примесь, сообщающую кристаллу **p**-проводимость, а затем примесь, сообщающую ему **n**-проводимость. Между такими частями монокристалла образуется **p-n** переход.
- Диффузионный метод (диффузионные p-n переходы). Электронно-дырочный переход может быть получен также путем диффузии акцепторной примеси В донорный полупроводник, донорной примеси в акцепторный ИЛИ полупроводник. Диффузию можно вести из газообразной, жидкой и твердой фазы. Глубина проникновения примеси определяется температурой и временем проведения диффузии.
- Эпитаксиальный метод. Наиболее широко используемый в настоящее время. Состоит в наращивании на полупроводниковой подложке с данным типом проводимости слоя полупроводника с противоположным знаком проводимости.
- <u>Метод ионного внедрения</u>. Полупроводник легируют необходимой примесью с помощью ионного пучка.

Сплавной метод дает ступенчатый переход, другие методы в основном дают плавные переходы.

Диаграммы изменения концентрации примеси для ступенчатого и плавного переходов приведены на рисунке 1.7.

Различие в концентрациях однотипных носителей в **n**- и **p**- областях полупроводника приводит к диффузии дырок из **p**- области в **n**- область и электронов из **n**- области в **p**- область и заряжению этих областей. Заряжение происходит вследствие образования неподвижных объемных зарядов в слоях полупроводника толщиной  $d_n$  и  $d_n$ , расположенных по обе стороны от границы раздела: электроны, покинувшие **n**- область, оставляют в этой области неуравновешенный положительный объемный заряд ионизированных донорных атомов; дырки, ушедшие из р- области, нескомпенсированный объемный оставляют в ней заряд ионной акцепторной примеси. Распределение плотности этих зарядов показано на рисунке 1.7 (г, е).



**Рисунок 1.7.** Равновесное состояние **р-п** перехода: a) - граница раздела двух областей полупроводника с различным типом проводимости; б) - изменение концентрации дырок и электронов при переходе из одной области полупроводника в другую; в) - изменение концентрации доноров и акцепторов при резком переходе; г) - изменение концентрации доноров и акцепторов при плавном переходе; д) -

распределение плотности объемных зарядов при резком переходе; е) - распределение плотности объемных зарядов при плавном переходе.

На рисунке 1.8а показана зонная схема **n**- и **p**- областей полупроводника в момент приведения их в контакт. При комнатной температуре уровень Ферми в **n**- области располагается ниже донорного уровня своей области и не совпадает с уровнем Ферми в **p**- области, который находится несколько выше акцепторного уровня в данной области.

Заряжение **n**- области положительными зарядами вызывает понижение всех ее уровней (в том числе и уровня Ферми), а заряжение р- области вызывает повышение всех ее уровней. Перетекание электронов из nобласти в **p**- область, а дырок из **p**- области в **n**- область происходит до тех пор, пока уровни Ферми в этих областях не установятся на одной высоте. выравниванием уровней Ферми между С n-И pобластями устанавливается равновесие, которому отвечает равновесный потенциальный барьер  $\phi_0$ .

Потенциальный барьер  $\phi_0$ , возникающий в **p-n** переходе для основных носителей, тем выше, чем больше различие в концентрациях носителей данного знака в **n-** и **p-** областях полупроводника.

При перемещении из одной области полупроводника в другую высота барьера для основных носителей увеличивается на протяжении запорного слоя ( $\mathbf{d}=\mathbf{d}_{n}+\mathbf{d}_{p}$ ) от нуля до  $\boldsymbol{\phi}_{0}$ . Толщина слоев объемных зарядов  $\mathbf{d}_{n}$  и  $\mathbf{d}_{p}$  обратно пропорциональна концентрации основных носителей в этих областях.



**Рисунок 1.8.** Зонная схема **n**- и **p**- областей полупроводника: а) - в момент приведения их в контакт; б) - после выравнивания уровней Ферми.

Толщина слоя объемного заряда тем больше, чем ниже концентрация основных носителей, причем глубина проникновения контактного поля больше в ту область полупроводника, концентрация носителей в котором меньше. При **n**<sub>10</sub>«**p**<sub>10</sub> практически весь слой **d** локализуется в **n**- области.

Рассмотрим зависимость толщины слоя объемного заряда от внешней разности потенциалов.

Приложим к **p-n** переходу (рисунок 1.9а) внешнюю разность потенциалов V в запорном, а затем в прямом направлении (рисунок 1.96,1.9в). Приложение внешней разности потенциалов в запорном направлении вызывает повышение потенциального барьера до величины  $\varphi = \varphi_0 + eV$ ; приложение V в прямом направлении понижает барьер до величины  $\varphi = \varphi_0 - eV$ . В соответствии с этим изменяется и толщина слоя объемного заряда:

• для резкого перехода 
$$d = \left[\frac{2 \cdot E_0 \cdot E(\varphi_0 \pm eV)}{e^2 \cdot n_{n0}}\right]^{1/2}$$
 (1);

• для плавного перехода 
$$d = \left[\frac{12 \cdot E_0 \cdot E(\varphi_0 \pm eV)}{e^2 \cdot a}\right]^{1/3}$$
 (2),

где а - коэффициент пропорциональности в выражении линейного закона изменения концентрации примеси в плавном переходе (рисунок 1д): (3)

 $N(x)=a\cdot x$ 

N(x) - называется градиентом концентрации примесей в переходе.



Рисунок 1.9. Зависимость толщины слоя объемного заряда от внешней разности потенциалов: а) - р-п переход при отсутствии внешнего поля; б) - внешнее поле приложено в прямом направлении; в) - внешнее поле приложено в обратном (запорном) направлении.

Приложение внешней разности потенциалов в запорном направлении вызывает увеличение толщины барьерного слоя (электроны и дырки, вытолкнутые полем из перехода, уходят в глубь **n**- и **p**- области и далее во внешнюю цепь, что увеличивает нескомпенсированный объемный заряд), а приложение ее в прямом направлении вызывает уменьшение толщины этого слоя (переход сужается).

Таким образом, изменение внешней разности потенциалов на р-п переходе вызывает изменение объемного заряда перехода. Переход работает как емкость С<sub>б</sub>, которую называют барьерной или зарядовой. Она равна:

$$C_{\delta} = \frac{E_0 ES}{d} \tag{4},$$

где S - площадь перехода, d - толщина перехода (ступенчатого или плавного).

Помимо барьерной емкости **p-n** перехода, существует диффузионная емкость  $C_{Д}$ . Если барьерная емкость связана с накоплением и перераспределением заряда в области объемного заряда, то диффузионная - с накоплением и перераспределением зарядов вне зоны объемного заряда (в областях с проводимостью **p-** и **n-** типа, т.е. она связана с диффузионным механизмом перераспределения зарядов). Она равна:

$$C_{\delta} = \frac{eS}{2kT} (i_p \cdot \tau_p + i_n \cdot \tau_n)$$
(5),

где  $i_p$  - дырочная составляющая прямого тока,  $i_n$  - электронная составляющая прямого тока,  $\tau_p$  и  $\tau_n$  - длительности жизни дырок и электронов соответственно.

Изменение высоты потенциального барьера под действием внешней разности потенциалов вызывает также явления <u>инжекции</u> и <u>экстракции</u> неосновных носителей.

Внешнее поле, приложенное в прямом направлении, вызывает повышение концентрации неосновных носителей в **n**-и **p**-областях. Это явление получило название <u>инжекции ("впрыскивания")</u> неосновных носителей. Инжектированные электроны и дырки не создают на переходе нескомпенсированных объемных зарядов.

При приложении к **p-n** переходу внешней разности потенциалов в <u>запорном</u> направлении **n-** и **p-** области обедняются неосновными носителями. Это явление носит название <u>экстракции</u> неосновных носителей.

Итак, помимо потоков основных носителей в **р-п** переходе существуют потоки не основных носителей. При наложении на **р-п** переход внешней разности потенциалов высота потенциального барьера для основных носителей изменяется, что приводит К изменению величины диффузионного тока, создаваемого этими носителями. В то же время величина тока неосновных носителей практически не зависит OT приложенной разности потенциалов. Это вызывает нарушение равновесия токами основных и неосновных носителей И между появление результирующего тока, величина которого зависит от величины и знака приложенной разности потенциалов.

В общем случае, ток в полупроводниковом материале состоит из <u>диффузионной</u> и <u>дрейфовой</u> составляющих, каждая из которых, в свою очередь, разделяется на дырочную и электронную составляющие. Поэтому плотность общего тока:

 $j=j_{p\partial u\phi}+j_{n\partial u\phi}+j_{p\partial p}+j_{n\partial p}$ 

(6)

Диффузионные составляющие токи обусловлены процессом диффузии носителей заряда, вызванной наличием градиента их концентрации. Количественно в одномерном приближении:

$$j_{p\partial u\Phi} = -e\mathcal{A}_{p} \frac{\partial p}{\partial x}; \qquad j_{n\partial u\Phi} = e\mathcal{A}_{n} \cdot \frac{\partial n}{\partial x}$$
(7) (8)

Здесь е- заряд дырки,  $Д_p$  и  $J_n$  - соответственно коэффициенты диффузии дырок и электронов, а знак минус в первом равенстве учитывает то обстоятельство, что при диффузии носители перемещаются в сторону убывания концентрации. Во второй формуле минус отсутствует, так как направление движения электронов противоположно направлению тока.

Дрейфовые составляющие - это токи, образованные движением зарядов в электрическом поле. Их плотности выражаются следующими формулами:

$$j_{p}\partial p = e \cdot p \cdot V_{p} = e \cdot p \cdot \mu_{p} \cdot E; \qquad j_{n}\partial p = e \cdot n \cdot V_{n} = e \cdot n \cdot \mu_{n} \cdot E \qquad (9) (10)$$

Здесь  $V_p$  и  $V_n$  - средняя скорость движения;  $\mu_p$  и  $\mu_n$  - подвижности соответственно дырок и электронов, **E** -напряженность электрического поля.

При приложении к **p-n** переходу внешней разности потенциалов в <u>прямом</u> направлении высота барьера для основных носителей понижается, вследствие чего их потоки через переход увеличиваются по сравнению с потоками, отвечающими равновесному состоянию перехода. Это приводит к возникновению тока в прямом направлении - <u>прямого тока</u>, величина которого равна:

$$I_{np} = I_{d} \cdot \left( e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right)$$
(11)

где  $I_{\rho l}$  - обратный ток насыщения перехода; V - внешнее напряжение, T - абсолютная температура.

Приложение к **p-n** переходу внешней разности потенциалов в <u>запорном</u> направлении приводит к появлению вблизи границ перехода градиента концентрации неосновных носителей и возникновению диффузионного тока. Этот ток образуется диффузионными потоками к границам перехода электронов в **p-** области и дырок в **n-** области.

График вольтамперной характеристики **р-п** перехода показан на рисунке 1.10 (кривая 1).



**Рисунок 1.10.** Вольтамперные характеристики тонкого **р-п** перехода (кривая 1); влияние генерации и рекомбинации носителей на вольтамперную характеристику **р-п** перехода (кривая 2).

Кривая 1 соответствует тонким переходам. С учетом влияния процессов генерации и рекомбинации носителей тока в области объемного заряда вольтамперная характеристика примет вид кривой 2. Протекание этих процессов приводит к увеличению тока как в прямом, так и в обратном направлении, причем в прямом направлении уже при незначительных V ветви тонкого и толстого переходов практически сливаются.

С увеличением обратного напряжения, прикладываемого к **p-n** переходу, достигается такая область, в которой происходит резкое возрастание обратного тока (рисунок 1.11). Эту область называют областью <u>пробоя</u> перехода, а напряжение  $V_{np}$ , при котором наступает пробой - <u>напряжением пробоя</u>.

В зависимости от природы физических процессов, обуславливающих резкое возрастание обратного тока, различают четыре основных типа пробоя: тепловой, туннельный (или Зинеровский), лавинный и поверхностный.

• <u>Тепловой пробой</u>. При прохождении обратного тока в **p-n** переходе выделяется тепло. Если это тепло не полностью отводится из перехода, то температура перехода будет непрерывно повышаться. Увеличение температура вызывает увеличение обратного тока, что в свою очередь вызывает увеличение температуры и т.д. Результатом этого является тепловой пробой. На рисунке 1.11 кривая 1 показана обратная ветвь вольтамперной характеристики **p-n** перехода, отвечающая тепловому пробою. Характерной ее особенностью является наличие участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением. Напряжение

19

теплового пробоя сильно зависит от температуры окружающей среды и условий теплоотвода.



Рисунок 1.11. Обратная ветвь вольтамперной характеристики р-п перехода с областями пробоя: 1 - тепловой пробой; 2 - туннельный пробой; 3 - лавинный пробой.

• <u>Туннельный пробой</u>. Если **р-п** переход достаточно тонкий, то уже при сравнительно невысоком запорном напряжении возникает поле достаточной напряженности  $E_k$ , чтобы вызвать туннельное просачивание

электронов сквозь переход. Полагая, что  $\mathbf{E}_{\mathbf{k}} \approx \mathbf{V}_{\mathbf{B}}/\mathbf{d}$ , где - толщина несимметричного **р-п** перехода,  $V_{\mathcal{B}} = \frac{2 \cdot \mathbf{E}_{0} \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}_{k}^{2}}{e \cdot n_{\mathbf{x}0}} = 2 \cdot \mathbf{E}_{0} \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}_{k}^{2} U_{\mathbf{x}} \rho$ , (13) где  $\rho = \frac{1}{e} \cdot n \cdot n_{0} U_{\mathbf{x}}$ - удельное сопротивление слаболегированной области полупроводника.

При туннельном пробое напряжение пробоя пропорционально удельному сопротивлению высокоомной области полупроводника.

С увеличением толщины **p-n** перехода вероятность туннельного просачивания электронов уменьшается и более вероятным становится лавинный пробой

• <u>Лавинный пробой</u>. В достаточно толстых **p-n** переходах при высоких обратных напряжениях может возникать ударная ионизация, сопровождающаяся лавинным нарастанием концентрации носителей заряда и пробоем перехода. Величиной, характеризующей нарастание концентрации носителей, а следовательно, и величины обратного тока, является коэффициент умножения **M**, выражающий отношение числа носителей данного типа, выходящих из перехода **n**, к числу носителей этого типа, входящих в переход:

$$M = \frac{n}{n_0} (14)$$

Коэффициент умножения **М** зависит от приложенного обратного напряжения и вычисляется часто по следующей эмпирической формуле:

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{V}{V_B}\right)^{\delta}},(15)$$

где **b=3** для кремния и германия **n**-типа и **b=5.5** для германия **p**-типа. С увеличением удельного сопротивления полупроводника растет сопротивление **p-n** перехода и критическое поле в переходе уменьшается. Поэтому зависимость пробивного напряжения от удельного сопротивления полупроводника для лавинного пробоя оказывается более слабой, чем для туннельного пробоя (кривая 3 на рисунке 1.11).

• <u>Поверхностный пробой</u>. При заряжении поверхности отрицательным знаком у поверхности этой области образуется вызывающий уменьшение обогащенный слой, толщины перехода. При приложении к переходу обратного смещения напряженность поля у поверхности, где переход сужен, окажется выше, чем в объеме полупроводника, вследствие чего более вероятным становится поверхностный пробой. Таким образом, заряжение поверхности может вызвать понижение пробивного напряжения. По своему механизму поверхностный пробой может быть как лавинным, так и туннельным. Уменьшить вероятность такого пробоя можно путем соответствующей обработки поверхности перехода И сохранением неизменным определенного состава атмосферы, окружающей **р-п** переход в течение длительного времени.

Итак, при больших обратных напряжениях наблюдается резкий рост тока, обусловленный пробоем перехода. Величина пробивного напряжения V [В] для плавных переходов зависит от градиента концентрации примеси а [см<sup>-4</sup>]. В случае лавинного пробоя эта зависимость имеет следующий вид:

$$V_{\rm xp} = \left(3.3 \cdot 10^{24} / a\right)^{0.4} (16)$$

Эмиттерные переходы обычно характеризуются большим градиентом концентрации примеси и малым пробивным напряжением, коллекторные переходы - более высоким значением пробивного напряжения V<sub>пр</sub>.

При отсутствии пробоя сопротивление обратного смещения **p-n** перехода велико и структуру можно рассматривать как конденсатор.

# Лабораторная работа №2 .

# Исследование электрических характеристик биполярных транзисторов.

ЦЕЛЬ РАБОТЫ – Исследование электрических характеристик биполярных транзисторов в различных схемах включения.

ОПИСАНИЕ ЛАБОРАТОРНОЙ УСТАНОВКИ И МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ

## 1. ОПИСАНИЕ ЛАБОРАТОРНОЙ УСТАНОВКИ

В качестве лабораторной установки применяется измеритель характеристик полупроводниковых приборов Л2-56.

2. ПОДГОТОВКА ПРИБОРА К РАБОТЕ

ВЕРТИКАЛЬ	1mA
дел	
<u>ГОРИЗОНТАЛЬ</u> дел	1V
НА СТУПЕНЬКУ .	50 пА
<u>β-или-S</u> дел	20K

3. Общие указания.

-Перед сменой испытуемого полупроводникового прибора, перед коммутацией ручек источника питания коллектора и генератора ступенек, переведите ключ ВЫБОР ТРАНЗИСТОРА в положение ОТКЛ.

- Перед началом измерения устанавливайте ручки переключателей ВЕРТИКАЛЬ и ГОРИЗОНТАЛЬ на менее чувствительные шкалы. Ручку АМПЛИТУДА СТУПЕНЕК устанавливайте на минимальную амплитуду, в ручку РЕГУЛИРОВКА НАПРЯЖЕНИЯ ( ① ) устанавливайте на 0%.

- Перед началом измерения проверьте соответствие положения переключателя МАКСИМАЛЬНАЯ ПИКОВАЯ МОЩНОСТЬ допустимой мощности испытуемого полупроводникового прибора. Будьте особенно внимательны при использовании максимальной пиковой мощности 75 Вт и более. Помните, что продолжительность непрерывной работы прибора при максимальной пиковой мощности 75 Вт и более в режиме обычных ступенек ограничена 30 мин.

- Будьте внимательны при использовании тока ступенек 100 мА/ступ и 200 мА/ступ. Помните, что суммарный ток усилителя ступенек (смещение плюс ступени) не должен превышать 2 А.

При фиксированном значении 2В/ступ ток нагрузки не должен быть более 20 мА.

Продолжительность непрерывной работы при суммарном токе усилителя ступенек (в режиме обычных ступенек) 2А ограничена 30 мин.

- После включения и прогрева прибора нажмите кнопку СТУПЕНИ ОДНОКРАТНЫЕ (ОДНОКР) для приведения триггеров генератора ступенек в исходное состояние.

- Не допускайте ухода изображения за пределы экрана ЭЛТ в положении НОРМ. переключателя МНОЖИТЕЛЬ (МНОЖ). При необходимости увеличения максимального пикового напряжения сначала переведите переключатель ГОРИЗОНТАЛЬ на менее чувствительную шкалу. При необходимости увеличения максимальной пиковой мощности и амплитуды ступенек сначала переведите переключатель ВЕРТИКАЛЬ на менее чувствительную шкалу.

ВНИМАНИЕ! При использовании коллекторного напряжения свыше 16 В пользуйтесь защитным кожухом. При смене транзистора обязательно выведите на нуль ручку РЕГУЛИРОВКА НАПРЯЖЕНИЯ ( ) воизбежании поражения оператора электрическим током. Следите за исправностью электрической блокировки. При наблюдении семейства вольтамперных характеристик мощных биполярных транзисторов, во избежание их перегрева, рекомендуется использовать импульсный режим источника питания базовой цепи, для чего нажмите кнопку 300мкс или 80мкс. При этом источник питания коллекторной цепи переходит в режим постоянного тока, и каждая характеристика изображается в виде пятна. (Может потребоваться регулировка ручки ЯРКОСТЬ).

# КАТЕГОРИЧЕСКИ ЗАПРЕЩАЕТСЯ!

Закорачивание и обход блокировки.

Заземление прибора обязательно.

Для уменьшения помех рекомендуется, удалить прибор от источников внешних электромагнитных полей и выбрать включение вилки сети, соответствующее минимальным помехам.

- Не применяйте больших усилий для переключения кулачковых и галетных переключателей.

- Во избежание ошибок, перед проведением измерений обязательно проверьте и откорректируйте положение пятна при нажатой кнопке НУЛЬ.

# ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

# 1. Порядок выполнения операций при наблюдении характеристик биполярных транзисторов.

1.1. Ключ ВЫБОР ТРАНЗИСТОРА установите в положение ОТКЛ. Нажмите кнопку НУЛЬ и установите пятно в нуль масштабной сетки.

1.2. Установите переключатель ПОЛЯРНОСТЬ в положение, соответствующее типу исследуемого прибора.

1.3. Установите исследуемый полупроводниковый прибор в выбранное контактное устройство и установите контактное устройство на плату блока испытания.

1.4. В зависимости от наблюдаемой характеристики установите переключатели ВЕРТИКАЛЬ. ГОРИЗОНТАЛЬ, РЕЖИМ и переключатель селектора выводов в соответствующие положения согласно табл. 1.

Таблица 1

Величина,	Величина,	Схема							
измеряема	измеряем	включени		Положение переключателей					
Я	ая	Я	ВЕРТИКА	ГОРИЗОНТ	СЕЛЕКТОР ВЫВОДОВ				
по	ПО	транзисто	ЛЬ	АЛЬ		РЕЖИМ			
вертикали	горизон-	pa							
	тали								
I <sub>C</sub>	U <sub>CE</sub>	ОЭ	Любое кроме ГСТ	Коллектор	БАЗА-ГЕНВРАТОР СТУПЕНЕК (ГЕН.	НОРМ			
I <sub>C</sub>	U <sub>BE</sub>	ОЭ	Любое кроме ГСТ	БАЗА	БАЗА-ГЕНЕРАТОР СТУПЕНЕК (ГЕН.	НОРМ			
I <sub>C</sub>	I <sub>B</sub>	ЮЭ	Любое кроме ГСТ	ГСТ	БАЗА-ГЕНЕРАТОР СТУПЕНЕК	НОРМ			
I <sub>C</sub>	U <sub>CB</sub>	ОБ	Любое кроме ГСТ	Коллектор	ЭМИТТЕР- ГЕНЕРАТОР	НОРМ			
I <sub>C</sub>	$U_{EB}$	ОБ	Любое кроме ГСТ	БАЗА	ЭМИТТЕР- ГЕНЕРАТОР	НОРМ			
I <sub>B</sub>	U <sub>CE</sub>	OЭ	ГСТ	Коллектор	БАЗА-ГЕНЕРАТОР СТУПЕНЕК (ГЕН.	HOPM.			
I <sub>B</sub>	U <sub>CE</sub>	0Э	ГСТ	БАЗА	БАЗА-ГЕНЕРАТОР СТУПЕНЕК (ГЕН. СТУП)	НОРМ.			
I <sub>E</sub>	U <sub>CB</sub>	ОБ	ГСТ	Коллектор	ЭМИТТЕР- ГЕНЕРАТОР	HOPM.			

Положения переключателей для различных схем.

1.5. Наблюдение семейства выходных характеристик для схемы с общим эмиттером (ОЭ)  $I_C$  =  $f\left(~U_{CE}~\right)$  .

Схема соединения испытуемого транзистора U<sub>CB</sub> с отдельными элементами схемы прибора и примерный вид получаемого на экране изображения семейства выходных характеристик показаны на рис.2.1.



Рис. 2.1 Исследование выходных характеристик транзистора в схеме с ОЭ.

а – вид характеристик, б - схема с ОЭ. Г.У – горизонтальный усилитель; В.У – вертикальный усилитель; R<sub>т</sub> – токочувствительный резистор.

а) переключателями ВЕРТИКАЛЬ и ГОРИЗОНТАЛЬ установите масштаб измерения  $I_C$  по вертикали и $U_{CE}$  по горизонтали, исходя из предполагаемых максимальных величин. Так, например, при ожидаемом максимальном токе коллектора 8 мА переключатель ВЕРТИКАЛЬ необходимо поставить в положение 1mA/дел, что будет соответствовать току в 8 мА на всю шкалу.

Если на коллектор будет подано максимальное напряжение 10В, то переключатель ГОРИЗОНТАЛЬ необходимо поставить в положение 1V/дел-коллектор, что соответствует 10В на всю шкалу;

б) переключатель МАКСИМАЛЬНАЯ ПИКОВАЯ МОЩНОСТЬ установите в положение, чтобы режим транзистора по мощности не превышал предельно допустимого;

в) ручкой РЕГУЛИРОВКА НАПРЯЖЕНИЯ (<sup>1</sup>) установите необходимое максимальное коллекторное напряжение;

г) ключом ВЫБОР ТРАНЗИСТОРА подключите испытуемый транзистор;

д) переключателями АМПЛИТУДА СТУПЕНЕК и КОЛИЧЕСТВО СТУПЕНЕК постепенно увеличивайте ток базы до такого предела, чтобы характеристики не выходили за пределы шкалы экрана. При этом, например, если переключатель АМПЛИТУДА СТУПЕНЕК установлен в положении 0,05mA/ступ, то первая характеристика прочерчена при токе базы равном 0mA, вторая - 0.05mA. третья - 0,1mA и т.д.

1.6. Наблюдение семейства выходных характеристик для схемы с общей базой (ОБ)  $I_C = F(U_{BC})$ . Схема включения и вид характеристик показан на рис. 7,





Рис. 2.2 Исследование выходных характеристик транзистора в схеме с ОБ.

а – вид характеристик, б – схема установки с ОБ

# Порядок проведения работы

а) Установите ключ ВЫБОР ТРАНЗИСТОРА в положение ОТКЛ.;

б) произведите операции, аналогичные указанным в п.п.1.4., 1.5.(а-д);

1.7. Наблюдение характеристики прямой передачи по току для схемы с ОЭ

 $I_C = F(I_B);$ 

а) Установите ключ ВЫБОР ТРАНЗИСТОРА в положение ОТКЛ.;

б) произведите операции, аналогичные указанным в п.п.1.4, 1.5.( а-д). Примерный вид характеристики приведен на рис.2.3.



Рис. 2.3. Исследование характеристик прямой передачи по току транзистора в схеме с ОЭ. (UCE – параметр); а – вид характеристик, б – схема установки.

Характеристика представляет собой огибающую семейства вертикальных прямых для заданного  $U_{\mbox{\scriptsize CE}}$  .

Масштаб тока базы  $I_B$ , измеряемого по горизонтали, соответствует масштабу ступенек тока.

1.8. Наблюдение входных характеристик транзистора для схемы с OЭ,  $I_B=F(U_{BE})$ 

а) Установите ключ ВЫБОР ТРАНЗИСТОРА в положение ОТКЛ, установите переключатель ВЕРТИКАЛЬ в положение ГСТ, а переключатель ГОРИЗОНТАЛЬ - в положение 0,1 V/дел - БАЗА;



б) произведите операции, аналогичные указанным в п.п. 1.5 (б. д). Примерный вид характеристики приведен на рис.2.4



Характеристика представляет собой огибающую семейства горизонтальных прямых для заданного  $U_{CE}$ . Масштаб тока базы  $I_B$  измеряемого по вертикали, соответствует масштабу ступенек тока.

# контрольные вопросы

1. Чем отличаются бездрейфовые и дрейфовые биполярные транзисторы?

2. Нарисуйте зонную диаграмму n-p-n-транзистора в равно весном состоянии.

3. Какое смещение имеют эмиттерный и коллекторный переходы при нормальном включении?

4. Назовите основные схемы включения биполярных транзисторов.

5. Что такое режим двойной инжекции?

6. Как распределены избыточные носители в базе бездрейфового транзистора при нормальном включении?

7. Как влияет коэффициент неоднородности базы на распределение электронов в n-p-n дрейфовом транзисторе?

8. Нарисуйте распределение избыточных носителей в базе и коллекторе np-n бездрейфового транзистора при инверсном включении.

9. Через какой параметр связаны ток базы и избыточный заряд в базе?

10. Дайте определение коэффициенту переноса и коэффициенту инжекции.

11. Как связаны коэффициенты усиления эмиттерного и базового тока?

12. Как связан коэффициент переноса с шириной базы?

13. Как влияет уровень легирования эмиттера на величину коэффициента инжекции?

14. Объясните зависимость коэффициента усиления от тока эмиттера.

15. Объясните зависимость коэффициента усиления от коллекторного напряжения.

16. Как изменяется коэффициент усиления с увеличением температуры?

17. В чем заключается эффект Эрли?

18. Что такое напряжение смыкания?

19. Как смещаются входные характеристики транзистора в схеме ОЭ при увеличении напряжения на коллекторе?

20. Какая постоянная времени определяет инерционность транзистора в схеме ОБ?

21. Какая постоянная времени определяет инерционность транзистора в схеме ОЭ?

# Теоретический материал к лабораторной работе № 2

### Введение

Биполярный транзистор, наряду с МДП-транзистором, является одним из основных твердотельных приборов, используемых в микроэлектронике.

В основе работы биполярных транзисторов лежит инжекция неосновных Поэтому неотъемлемой носителей. составной частью биполярных транзисторов являются *p*-*n*-переходы. Термин «биполярный» призван подчеркнуть роль обоих типов носителей заряда (электронов и дырок) в работе этого класса транзисторов: инжекция неосновных носителей сопровождается компенсацией ИХ заряда основными носителями.

Предметом данной лабораторной работы являются изучение физических процессов в биполярном транзисторе, а также анализ его основных характеристик и параметров.

## 1. Принцип действия биполярного транзистора

Биполярный транзистор представляет собой совокупность двух встречно включенных взаимодействующих *p*–*n*-переходов. Взаимодействие переходов обеспечивается тем, что они расположены достаточно близко друг от друга – на расстоянии, меньшем диффузионной длины носителей.

Структура транзистора. У реальных транзисторов площади обоих *p*-*n*-переходов существенно различаются. Это различие проиллюстрировано на рис. 2.5, *a*: переход  $n_1$ -*p* имеет гораздо меньшую площадь, чем  $n_2$ -*p*. Кроме того, у большинства транзисторов один из крайних слоев (а именно, слой с меньшей площадью –  $n_1$ ) легирован гораздо сильнее, чем второй ( $n_2$ ). Таким образом, транзистор является асимметричным прибором.



**Рис. 2.5.** Структура биполярного транзистора: *a* – реальная; *б* – идеализированная (без пассивных областей)

Асимметрия транзистора отражается в названиях крайних слоев: сильно легированный слой с меньшей площадью  $(n_1)$  называют эмиттером, а слой с большей площадью  $(n_2)$  – коллектором. Соответственно различают эмиттерный и коллекторный переходы  $(n_1-p)$  и  $n_2-p$ . Смысл этих названий поясняется ниже. Средний слой транзистора называют базой.

Каждый из *p*-*n*-переходов транзистора имеет *донную* и *боковые* части.

Рабочей или, как говорят, *активной* областью транзистора является область, расположенная под донной частью эмиттерного перехода (на рис. 2.5, *а* эта область не заштрихована). Остальные (заштрихованные) участки структуры являются *пассивными*, т.е. в известной мере паразитными. Пассивные участки можно в первом приближении моделировать резисторами, подключенными к рабочим слоям базы и коллектора.

На рис. 2.5,  $\delta$  активная область транзистора показана в горизонтальном положении. Здесь же показаны места подключения резисторов  $r_{\delta}$  и  $r_{\kappa\kappa}$ , характеризующих пассивные участки. Эмиттерному – высоколегированному – слою присвоен верхний индекс «+». Структура, показанная на рис. 2.5,  $\delta$ , служит основой при анализе транзисторов.

Взаимодействие между эмиттерным и коллекторным переходами обеспечивается малой шириной базы  $\omega$ . У современных транзисторов она обычно не превышает 1 мкм, тогда как диффузионная длина *L* лежит в пределах 5–10 мкм.

Основные свойства транзистора определяются процессами в базе. Если база однородная, то движение носителей в ней чисто диффузионное. Если же база неоднородная, то в ней, как известно, есть внутреннее электрическое поле, и тогда движение носителей будет комбинированным: диффузия сочетается с дрейфом. Транзисторы с однородной базой называют *бездрейфовыми* (или диффузионными), а с неоднородной – *дрейфовыми*. Последние имеют в настоящее время наибольшее распространение в интегральных схемах.

Транзистор, показанный на рис. 2.5, характерен тем, что его крайние слои (эмиттер и коллектор) имеют проводимость *n*-типа, а средний слой (база) – проводимость *p*-типа. Транзисторы с такой структурой называют n-p-n-транзисторами. В микроэлектронике они играют главную роль и будут основой последующего анализа. Однако используются и транзисторы, у которых эмиттер и коллектор имеют проводимость *p*-типа, а база – проводимость *n*-типа. Транзисторы с такой структурой называют p-n-p-транзисторами. По принципу действия они ничем не отличаются от n-p-n-транзисторов, однако им свойственны другие полярности рабочих напряжений (см. ниже), а также ряд количественных особенностей.

Способы включения. Зонная диаграмма *n*–*p*–*n*-транзистора с однородной базой в равновесном состоянии показана на рис. 2.6.



**Рис. 2.6.** Зонная диаграмма *n*–*p*–*n*-транзистора в равновесном состоянии

При равновесии уровень Ферми постоянен по всей структуре. Электростатический потенциал (и связанный с ним уровень  $E_i$ ) изменяется таким образом, чтобы скомпенсировать диффузионное движение носителей, концентрация которых различна в *n* и *p* областях. При нормальном включении транзистора на эмиттерном переходе действует прямое смещение, а на коллекторном – обратное. При этом потенциальный барьер эмиттерного перехода уменьшается, а коллекторного – увеличивается (рис. 2.7). Электроны инжектируются из эмиттера в базу, проходят ее

без рекомбинации (поскольку базы почти ширина мала) И беспрепятственно попадают В коллектор, находящийся под положительным потенциалом (см. зонную диаграмму транзистора на рис. 2.7). Таким образом, при нормальном включении коллектор собирает поступившие в базу неосновные носители, откуда – его название.



**Рис. 2.7.** Зонная диаграмма транзистора при нормальном включении

Ясно, что при указанной полярнонапряжения коллектор способен сти собирать только электроны. Поэтому важно, чтобы ток эмиттера содержал в электронную составляющую. основном Именно поэтому эмиттер легируют чем базу. значительно сильнее, Легирование коллекторной области получением необходимого связано С пробойного напряжения обратносмещенного коллекторного перехода. Как правило, коллектор легирован значительно слабее эмиттера.

В нормальном включении токи коллектора и эмиттера почти одинаковы

с точностью до небольшого тока базы. Последний компенсирует убыль основных носителей (дырок) в базе из-за рекомбинации (которая имеет место даже при очень малой толщине базы), а также в результате инжекции дырок из базы в эмиттер.

Сопротивление обратносмещенного коллекторного перехода очень велико – несколько мегом и более. Поэтому в цепь коллектора можно включать весьма большие сопротивления нагрузки, не изменяя величину коллекторного тока. Соответственно в цепи нагрузки может выделяться значительная мощность. Сопротивление прямосмещенного эмиттерного перехода, напротив, весьма мало (например, при токе 1мА оно составляет всего 25 Ом). Поэтому при почти одинаковых токах мощность, потребляемая в цепи эмиттера, оказывается несравненно меньше, чем мощность, выделяемая в цепи нагрузки. Следовательно, транзистор способен усиливать мощность, т.е. является усилительным прибором.

Несмотря на асимметрию транзистора, эмиттер и коллектор в принципе можно поменять ролями: задать на коллекторный переход прямое напряжение, а на эмиттерный – обратное. Такой режим работы называют *инверсным включением*. Передача тока при инверсном включении значительно хуже, чем при нормальном. Причины этого следующие. Во-первых, в связи со слабым легированием коллектора, мала электронная составляющая коллекторного тока. Во-вторых, площадь реального коллектора значительно больше площади эмиттера (рис. 2.5, *a*), поэтому на эмиттер попадает лишь небольшая часть электронов, инжектированных коллектором.

Особое место в работе транзистора занимает *режим двойной инжекции* или, менее точно, *режим насыщения*. Режим двойной инжекции характерен тем, что на обоих переходах – эмиттерном и коллектором – действуют прямые напряжения. При этом и эмиттер, и коллектор инжектируют носители в базу навстречу друг другу и одновременно каждый из них собирает носители, дошедшие от другого.

До сих пор мы задавали напряжение на эмиттере и коллекторе относительно базы (рис. 2.5, б). Такое включение транзистора называют включением с общей базой (или схемой с общей базой) и обозначают ОБ. Напомним, что задавать прямое напряжение на *p*–*n*-переходе практически невозможно; как правило, задается прямой ток. Значит, *для включения ОБ характерна заданная величина тока эмиттера*.

Схема ОБ позволяет хорошо раскрыть физику транзистора; есть у нее и некоторые другие положительные особенности. Но тот факт, что она не обеспечивает усиления тока и обладает малым входным сопротивлением (равным сопротивлению эмиттерного перехода), делает ее не оптимальной для большинства применений. Поэтому главную роль в транзисторной технике играет другое включение — с общим эмиттером, которое обозначают ОЭ. Для включения ОЭ характерна заданная величина

*тока базы.* Оба включения показаны на рис. 2.8, *a*, *б с* использованием схемотехнических символов, присвоенных *n*–*p*–*n*-транзистору.



**Рис. 2.8.** Включение *n*-*p*-*n*-транзистора с общей базой (*a*) и с общим эмиттером (*б*) и включение *p*-*n*-*p*-транзистора с общей базой (*в*) и с общим эмиттером (*г*).

На рис. 2.8, *в*, *г* показаны аналогичные включения *p*–*n*–*p*-транзисторов. Как уже отмечалось, этим транзисторам свойственны обратные полярности рабочих напряжений. Соответственно обратные направления имеют и рабочие токи.

Использование p-n-p-транзисторов открывает возможность сочетания n-p-n- и p-n-p-транзисторов в одной и той же схеме. Такое сочетание в ряде случаев обеспечивает упрощение структуры и оптимизацию параметров соответствующих схем. Транзисторы n-p-n и p-n-p в таких схемах, а также сами схемы такого типа называют комплементарными (дополняющими), как и в МДП-микросхемах.

#### 2. Распределения носителей

Для того чтобы рассчитывать токи, межэлектродные напряжения и избыточные заряды в транзисторе, необходимо знать распределения избыточных концентраций, т.е. функции  $\Delta n(x)$  или  $\Delta p(x)$ . Эти функции рассматриваются ниже применительно к главному элементу ИС – транзистору n-p-n-типа.

В одном и тоже слое функции An и *Ар* совпадают в силу принципа квазинейтральности, поэтому ниже приводятся выражения только для избыточных концентраций неосновных носителей (электронов).

Случай нормального включения бездрейфового транзистора. В стационарном режиме концентрация носителей, инжектированных в базу, описываемся диффузионным уравнением

$$D_{\delta} \frac{d^2 n_p}{dx^2} - \frac{n_p - n_0}{\tau_{\delta}} = 0,$$
(17)

где  $D_{\delta}$  и  $\tau_{\delta}$  – коэффициент диффузии и время жизни электронов в базе;  $n_{\rm p}$  – концентрация электронов;  $n_0 = n_i^2/N_{\delta}$  – равновесная концентрация электронов;  $N_{\delta}$  – концентрация акцепторов в базе.

При записи граничных условий для нормального включения транзистора примем, что на коллекторном переходе задано обратное напряжение  $U_{\kappa}$ , а на эмиттерном переходе – прямой ток  $I_{3}$ , точнее – его электронная составляющая  $I_{3n}$ .
Концентрация электронов у коллекторного перехода находится из граничного условия Шокли

$$n_p(\omega) = n_0 e^{\frac{U_K}{\varphi_T}}.$$
(18)

Так как коллекторный переход имеет обратное смещение, то величина  $n_p(\omega)$  близка к нулю и избыточная концентрация электронов  $\Delta n_{\delta} = n_p(\omega) - n_0 = -n_0$ . Поскольку в базе *р*-типа равновесная концентрация электронов очень мала, пренебрежем величиной  $n_0$  и запишем первое граничное условие в виде

$$\Delta n_{\delta}(\omega) = 0 \tag{19}$$

Электроны, инжектированные в базу, распространяются в ней под действием диффузии, поэтому для электронной составляющей можно записать

$$I_{\Im n} = -q D_{\tilde{o}} S \frac{d\Delta n_{\tilde{o}}}{dx} \Big|_{x=0},$$
<sup>(20)</sup>

где S — площадь эмиттерного перехода. Знак минус в правой части (20) отражает тот факт, что у n-p-n-транзисторов прямой, т.е. положительный ток эмиттера означает инжекцию электронов в базу; при этом градиент их концентрации должен быть отрицательным.

Из (20) легко найти градиент концентрации электронов и соответственно второе граничное условие:

$$\frac{d(\Delta n_{\delta})}{dx}\Big|_{x=0} = -\frac{I_{\Im n}}{qD_{\delta}S}.$$
(21)

Используя граничные условия (19) и (21), можно найти решение диффузионного уравнения в следующем виде:

$$\Delta n_{\delta}(x) = I_{\Im n} \frac{L}{q D_{\delta} S} \frac{s h \left[ \frac{(\omega - x)}{L} \right]}{c h \left( \frac{\omega}{L} \right)}.$$
(22)

Поскольку в транзисторах выполняется неравенство  $\omega << L$ , полученное выражение можно упростить, воспользовавшись соотношениями, действительными для малых аргументов:  $sh(z) \approx z$  и  $ch(z) \approx 1$ . Тогда

$$\Delta n_{\delta}(x) = I_{\Im n} \frac{\omega}{q D_{\delta} S} \left( 1 - \frac{x}{\omega} \right).$$
(23)



**Рис. 2.9.** Распределение электронов в базе бездрейфового *n*-*p*-*n*-транзистора

Как видим, бездрейфовым транзисторам с однородной базой свойственно почти линейное распределение избыточных носителей (рис. 2.9).

Интегрируя функцию  $\Delta n_{\delta}(x)$  в пределах от 0 до  $\omega$  и умножая интеграл на площадь *S* и элементарный заряд *q*, получим величину избыточного заряда в базе:

$$\Delta Q_{\delta} = I_{\Im n} \ge \left( \omega^2 / 2D_{\delta} \right). \tag{24}$$

Как видим, избыточный заряд пропорционален току эмиттера, а при заданном токе уменьшается с уменьшением толщины базы. Обратимся теперь к распределению дырок, инжектированных из базы в эмиттер. Поскольку эмиттерный слой значительно толще базового, ему свойственно неравенство  $\omega_3 >> L_3$ , где  $\omega_3$  – толщина эмиттерного слоя,  $L_3$  – диффузионная длина носителей (дырок). При выполнении этого неравенства распределение избыточных носителей будет таким же, как при бесконечно длинной базе, т.е. экспоненциальным. Заменяя в формуле (22) электронную составляющую тока на дырочную, концентрацию  $\Delta n_6$  на  $\Delta p_3$  и полагая  $\omega \to \infty$ , получаем:

$$\Delta p_{\mathcal{P}}(x) = I_{\mathcal{P}} \frac{L_{\mathcal{P}}}{qD_{\mathcal{P}}S} e^{-x/L_{\mathcal{P}}}.$$
(25)

Расстояние *х* отсчитывается здесь от границы перехода вглубь эмиттера (см. штриховую кривую на рис. 2.9). Соотношение граничных концентраций  $\Delta n_{\delta}(0)$  и  $\Delta p_{3}(0)$  определяется граничным условием Шокли.

Интегрируя (25) в пределах от x = 0 до  $x = \infty$ , умножая результат на S и *q*, получим величину избыточного заряда в эмиттере:

$$\Delta Q_{\mathfrak{I}} = I_{\mathfrak{I} \mathfrak{P}} \tau_{\mathfrak{I}}, \tag{26}$$

где  $\tau_3$  – время жизни неосновных носителей в эмиттерном слое.

Случай нормального включения дрейфового транзистора. Концентрация носителей в неоднородной базе описывается уравнением непрерывности с учетом диффузионного и дрейфового движения. В общем случае распределение получается громоздким и ненаглядным. Для тонкой базы оно существенно упрощается:

$$\Delta n_{\delta}(x) = I_{\Im n} \frac{\omega}{q D_{\delta} S} \frac{1 - e^{-2\eta [1 - (x/\omega)]}}{2\eta}, \qquad (27)$$

где  $\eta = \frac{1}{2} ln[N_{\delta}(0)/N_{\delta}(\omega)]; N_{\delta}(0)$  и  $N_{\delta}(\omega)$  – концентрации примеси на эмиттерной и коллекторной границах базы. Чем больше разница в концентрациях примеси, тем больше величина  $\eta$ . Поэтому ее называют коэффициентом неоднородности базы. На практике типичны значения  $\eta = 2-3$ .

Распределение носителей, описываемое выражением (27), показано на рис. 2.10 в относительном масштабе. За единицу масштаба принята граничная концентрация носителей у бездрейфового транзистора, получаемая из (23) при x = 0

$$\Delta n_D(0) = I_{\Im n}(\omega / q D_{\delta} S)$$
<sup>(28)</sup>

(индекс *D* символизирует чисто диффузионное движение). Из рис. 2.10 видно, что с ростом коэффициента неоднородности распределение носителей в базе дрейфового транзистора все больше отличается от линейного. При одинаковых значениях эмиттерного тока избыточные концентрации у дрейфовых транзисторов значительно меньше, чем у бездрейфовых.



**Рис. 2.10.** Распределение электронов в базе дрейфового транзистора

Интегрируя функцию (27) и умножая на *S* и *q*, получаем величину избыточного заряда в базе:

$$\Delta Q_{\delta} = I_{\Im n} \frac{\omega^2}{2D_{\delta}} \left( \frac{2\eta - 1 + e^{-2\eta}}{2\eta^2} \right)$$
(29)

Сложная функция, стоящая в круглых скобках, хорошо апдроксимируется простой функцией  $(\eta + 1)^{-1}$ . Поэтому запишем избыточный заряд в виде



Распределение дырок, инжектированных из базы в эмиттер, показано на рис. 2.10 штриховой линией. Это распределение и соответствующий избыточный заряд можно оценить по формулам (25) и (26).

Случаи инверсного включения и режима двойной инжекции. При инверсном включении бездрейфового транзистора распределения носителей и в базе, и в коллекторе получаются практически такими же, как при нормальном включении (ср. рис. 2.9 и 2.11).

У дрейфовых транзисторов инверсное включение характерно качественно иным распределением носителей в базе. Это связано с тем, что поле в базе является для электронов, инжектируемых коллектором, не ускоряющим, а тормозящим. Изменяя знак коэффициента  $\eta$  в выражении (27), получаем следующее распределение избыточных носителей в базе:

$$\Delta n_{\delta}(x) = I_{\kappa n} \frac{\omega}{q D_{\delta} S} \frac{e^{2\eta [1-x/\omega]} - 1}{2\eta}, \qquad (31)$$

где  $I_{\kappa n}$  – электронная составляющая коллекторного тока, а координата x отсчитывается от коллектора к эмиттеру. Соответствующие кривые распределения показаны на рис. 2.12. Сравнивая с рис. 2.10, видим, что при инверсном включении избыточные концентрации у дрейфового транзистора значительно больше, чем у бездрейфового. Соответственно больше оказываются и избыточные заряды. Изменяя знак коэффициента  $\eta$  в (29), получаем величину избыточного заряда в базе:

$$\Delta Q_{\delta} = I_{\kappa n} \frac{\omega^2}{2D_{\delta}} \frac{e^{2\eta} - 2\eta - 1}{2\eta^2}.$$
(32)

Для избыточных концентраций и зарядов в коллекторе действительны выражения (25) и (26), если заменить индексы «э» на «к». Поскольку у дрейфовых транзисторов коллекторный переход почти симметричный, граничные концентрации электронов и дырок почти одинаковы (см. штриховую линию на рис. 2.12). Соответственно сравнимыми будут электронная и дырочная составляющие коллекторного тока, а также избыточные заряды в коллекторе и базе.

В режиме двойной инжекции, когда оба перехода – эмиттерный и коллекторный – работают в прямом направлении, распределение избыточных носителей в базе можно оценить приближенно, суммируя распределения при нормальном и инверсном включениях (рис. 2.13). При этом у бездрейфовых транзисторов (рис. 2.13, *a*) распределение приобретает трапецеидальную форму, а избыточный заряд оказывается значительно больше, чем при нормальном включении. Что касается дрейфовых транзисторов (рис. 2.13, *б*), то у них результирующее распределение и результирующий избыточный заряд близки к величинам, свойственным инверсному включению.



а)
 рис. 2.13. Распределение электронов в базе в режиме двойной инжекции (штриховые линии — составляющие нормального и инверсного включений):
 а – у бездрейфового транзистора; б – у дрейфового транзистора

Суммарный избыточный заряд, накапливающийся во всех трех слоях транзистора, можно выразить через ток базы. Действительно

$$I_{\delta} = I_{\delta p} + I_{p} + I_{\kappa p}, \qquad (33)$$

где  $I_{\delta p}$  – ток рекомбинации дырок в базе,  $I_{3p}$  и  $I_{\kappa p}$  – дырочные составляющие токов эмиттера и коллектора. Очевидно, что

$$I_{\delta p} = \frac{\Delta Q_{\delta}}{\tau_{\delta}}, \quad I_{sp} = \frac{\Delta Q_{s}}{\tau_{s}}, \quad I_{\kappa p} = \frac{\Delta Q_{\kappa}}{\tau_{\kappa}}.$$
 (34)

Поэтому

$$I_{\sigma} = \frac{\Delta Q_{\sigma}}{\tau_{\sigma}} + \frac{\Delta Q_{\sigma}}{\tau_{\sigma}} + \frac{\Delta Q_{\kappa}}{\tau_{\kappa}}$$
(35)

Если для простоты положить времена жизни во всех трех слоях транзистора одинаковыми и равными т, то суммарный заряд будет связан с током базы элементарным соотношением:

$$\Delta Q = I_{\delta} \tau \tag{36}$$

При неодинаковых временах жизни пропорциональность между суммарным зарядом и током базы сохраняется, но выражение будет более громоздким. В тех случаях, когда зарядами  $\Delta Q_3$  и  $\Delta Q_k$  можно пренебречь, выражение (36) используется для оценки избыточного заряда в базе.

До сих пор мы подразумевали идеализированную структуру транзистора. В реальной структуре площадь коллекторного перехода значительно больше площади эмиттерного. Поэтому при инверсном



включении коллектор инжектирует электроны не только в активную, но и в пассивную область базы. Суммарный заряд, накапливающийся обеих В областях, разумеется, больше, при нормальном чем включении.

**Рис. 2.14.** Траектории электронов, инжектированных в базу при инверсном включении

Поскольку пассивная область базы значительно толще активной, а граничные концентрации избыточных электронов одинаковы,

распределение носителей в пассивной области оказывается более пологим. Различие в распределениях создает на границе активной и пассивной областей базы градиент концентрации электронов. В результате часть электронов, инжектированных в пассивную область с площади  $S_2$  (рис. 2.14), отклоняется от прямолинейной траектории и попадает не на поверхность, а на боковые части эмиттера. При этом задача анализа делается неодномерной, т.е. сильно усложняется. Однако суммарный заряд избыточных носителей, накапливающийся в активной и пассивной областях базы, по-прежнему определяется формулой (36).

#### 3. Коэффициенты усиления тока

В обычных транзисторных схемах выходной (управляемой) величиной является либо коллекторный, либо эмиттерный ток, а входной (управляющей) – либо ток базы, либо ток эмиттера. Связь между выходными и входными токами характеризуется коэффициентами усиления.

**Общие определения.** Связь между коллекторным и эмиттерным токами можно записать в виде<sup>1</sup>:

$$I_{\kappa} = \alpha I_{\mathfrak{I}} \tag{37}$$

Здесь  $\alpha$  – коэффициент усиления эмиттерного тока – один из основных параметров транзистора. Этот параметр особенно удобен тогда, когда ток эмиттера можно считать заданной величиной, например, в схеме ОБ. Коэффициент  $\alpha$  близок к единице. У интегральных транзисторов он обычно составляет 0,99–0,995.

Чтобы установить связь между током коллектора и током базы, подставим в (37) значение  $I_3 = I_{\kappa} + I_{\delta}$ . Тогда искомое соотношение легко приводится к виду:

$$I_{\kappa} = BI_{\delta}. \tag{38}$$

Здесь В – коэффициент усиления базового тока:

$$B = \alpha / (1 - \alpha). \tag{39}$$

Этот параметр, широко используемый в транзисторной электронике, особенно удобен тогда, когда задан ток базы, прежде всего в схеме ОЭ. Типичные значения коэффициента B лежат в пределах 100–300. Коэффициент усиления B тем больше, чем ближе коэффициент  $\alpha$  к единице.

Запишем коэффициент α в следующем виде:

$$\alpha = \frac{I_K}{I_2} = \frac{I_{2n}}{I_2} \frac{I_K}{I_{2n}}.$$
(40)

Каждый из двух множителей в правой части имеет свой физический смысл и свое название. Первый множитель

$$\gamma = \frac{I_{\Im n}}{I_{\Im}} = \frac{I_{\Im n}}{I_{\Im n} + I_{\Im p}}$$
(41)

называется коэффициентом инжекции. Он характеризует долю полезной – электронной – составляющей в общем токе эмиттера<sup>2</sup>. Только эта

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> При условии  $I_3 = 0$  (при оборванном эмиттере) в цепи коллектора, находящегося под обратным напряжением, протекает обратный ток перехода. Однако обратный ток даже при высоких температурах значительно меньше рабочих токов, и его можно не учитывать.

составляющая, как уже отмечалось, способна дойти до коллектора и составить коллекторный ток.

$$\chi = \frac{I_{K}}{I_{\Im n}} \tag{42}$$

Второй множитель называется коэффициентом переноса. Он характеризует долю инжектированных носителей, избежавших рекомбинации на пути к коллектору. Только такие носители образуют коллекторный ток.

Таким образом, коэффициент усиления эмиттерного тока можно записать в виде

$$\alpha = \gamma \, \chi \tag{43}$$

Учитывая определяющую роль параметра  $\alpha$  в работе транзистора, рассмотрим его составляющие.

Коэффициент переноса. Для того чтобы найти коэффициент  $\chi$  из определения (42), нужно предварительно рассчитать ток  $I_{\kappa}$ . Для бездрейфовых транзисторов это можно сделать, воспользовавшись распределением (рис. 2.10). Определив градиент концентрации при  $x = \omega$ , и умножив на площадь перехода *S*, найдем ток  $I_{\kappa}$ . После этого из (42) получаем:

$$\chi = \frac{1}{ch(\omega/L)} = \sec h \frac{\omega}{L}$$
(44)

(знак «минус» опущен, поскольку отрицательному градиенту концентрации электронов соответствует положительное направление тока  $I_{\kappa}$ ). Выражение (44) – одно из фундаментальных в теории транзисторов.

Учитывая соотношение  $\omega << L$ , можно разложить правую часть (44) в ряд с точностью до двух первых членов и получить более удобное выражение:

$$\chi = \frac{1}{1 + \frac{1}{2}(\omega/L)^2}.$$
(45)

Поскольку второй член знаменателя много меньше единицы, можно воспользоваться еще одним приближением:

$$\chi = 1 - \frac{1}{2} (\omega/L)^2.$$
(46)

Например, если  $\omega/L = 0,1-0,2$ , то  $\chi = 0,98-0,995$ .

Выражения (45 и 46) ясно показывают, что коэффициент переноса тем ближе к единице, чем больше диффузионная длина и чем меньше ширина базы. Однако увеличение диффузионной длины (т.е. времени жизни) сопровождается, как увидим, ухудшением частотных свойств

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> Напомним, что мы рассматриваем *n*–*p*–*n*-транзистор. У *p*–*n*–*p*-транзистора полезной составляющей будет дырочная.

транзистора. Поэтому главным направлением в развитии транзисторов является уменьшение ширины базы.

Для дрейфовых транзисторов коэффициент переноса получается аналогичным способом и имеет аналогичную структуру:

$$\chi = \frac{1}{1 + \frac{1}{2(\eta + 1)} \left(\frac{\omega}{L}\right)^2}$$
(47)

ИЛИ

$$\chi = 1 - \frac{1}{2(\eta + 1)} \left(\frac{\omega}{L}\right)^2. \tag{48}$$

Отличие от формул (45 и 46) состоит в дополнительном множителе  $(\eta + 1)^{-1}$ . Например, если в бездрейфовом транзисторе  $\chi = 0,98-0,995$ , то в дрейфовом транзисторе при той же ширине базы и  $\eta = 3$  получится  $\chi = 0,995-0,999$ . С физической точки зрения увеличение коэффициента переноса у дрейфовых транзисторов объясняется тем, что носители в ускоряющем поле двигаются быстрее и тем самым уменьшается вероятность их рекомбинации.

Коэффициент инжекции. Поделим числитель и знаменатель в правой части (41) на ток  $I_{3n}$ . Далее подставим токи  $I_{3n}$  и  $I_{3p}$  из выражений (23) и (25), положив в них x = 0. Отношение граничных концентраций  $\Delta p_{3}(0)/\Delta n_{\delta}(0)$  заменим отношением концентраций примесей  $N_{\delta}/N_{3}$  согласно условиям Шокли. Тогда коэффициент инжекции для дрейфового транзистора запишется следующим образом:

$$\gamma = \left(1 + \frac{D_{\Im}}{D_{\delta}} \frac{\omega}{L_{\Im}} \frac{N_{\delta}}{N_{\Im}} \frac{1 - e^{-2\eta}}{2\eta}\right)^{-1}.$$
(49)

При  $\eta > 1$  экспоненциальным членом можно пренебречь. Для бездрейфовых транзисторов, полагая  $\eta = 0$ , получаем:

$$\gamma = \left(1 + \frac{D_{\Im}}{D_{\delta}} \frac{\omega}{L_{\Im}} \frac{N_{\delta}}{N_{\Im}}\right)^{-1}.$$
(50)

Как видим, коэффициент инжекции тем ближе к единице, чем меньше ширина базы и чем больше разница между граничными концентрациями примесей в эмиттерном и базовом слоях. Поэтому эмиттерный слой всегда стараются легировать как можно сильнее, так что он, как правило, оказывается полуметаллом. При этом расчетные значения у могут составлять 0,9999 и более.

Формулы (49 и 50) выведены из условия, что токи  $I_{3n}$  и  $I_{3p}$  чисто инжекционные, т.е. потери носителей в области эмиттерного перехода отсутствуют. В микрорежиме, при малых токах, такое предположение не оправдано и приходится учитывать рекомбинацию в переходе. Тогда

соотношение между электронной и дырочной составляющими эмиттерного тока дополнительно меняется в пользу дырочной составляющей. Иначе говоря, коэффициент инжекции дополнительно уменьшается.

Тот факт, что рекомбинация становится существенной именно в области малых токов, объясняется следующим. Рекомбинационные потери носителей зависят от объема перехода, а значит, сравнительно постоянны. Поэтому на фоне больших потоков носителей роль таких потерь незначительна, а с уменьшением потоков она возрастает. Большая доля рекомбинационных потерь приходится и на приповерхностный слой. Следовательно, качество обработки поверхности оказывает первостепенное влияние на величину коэффициента инжекции в области малых токов.

Типичные значения коэффициента инжекции с учетом рекомбинации в эмиттерном переходе составляют 0,99–0,997 в нормальном токовом режиме и 0,98–0,985 в микрорежиме.

Коэффициенты усиления при нормальном и инверсном включениях. Перемножая коэффициенты переноса и инжекции, пренебрегая членом второго порядка малости и разлагая в ряд с точностью до членов первого порядка, получаем коэффициент усиления эмиттерного тока:

$$\alpha = 1 - \frac{1}{2(\eta + 1)} \left(\frac{\omega}{L_{\delta}}\right)^2 - \frac{D_{\Im}}{D_{\delta}} \frac{\omega}{L_{\Im}} \frac{N_{\delta}}{N_{\Im}} \frac{1 - e^{-2\eta}}{2\eta}.$$
(51)

Подставляя значение *α* в выражение (5.17) и пренебрегая членом второго порядка малости, получаем коэффициент усиления базового тока. Запишем его в виде:

$$\frac{1}{B} = \frac{1}{2(\eta+1)} \left(\frac{\omega}{L_{\delta}}\right)^2 + \frac{D_{\vartheta}}{D_{\delta}} \frac{\omega}{L_{\vartheta}} \frac{N_{\delta}}{N_{\vartheta}} \frac{1 - e^{-2\eta}}{2\eta}$$
(52)

Зависимость (52) позволяет сделать следующие выводы:

- о коэффициент усиления транзистора возрастает с уменьшением ширины базы;
- при сравнительно большой ширине базы определяющую роль играет коэффициент переноса, при достаточно малой – коэффициент инжекции;
- о при прочих равных условиях коэффициент усиления дрейфового транзистора больше, чем бездрейфового.

Коэффициенты усиления при инверсном включении не поддаются строгому анализу, так как процессы движения носителей при этом двумерные (рис. 2.14). Многие носители, инжектированные коллектором в пассивную область базы, не попадают на эмиттер, а рекомбинируют в слое базы и на поверхности. Поэтому инверсный коэффициент переноса  $\chi_I$  в значительной мере определяется отношением площади эмиттера ( $S_1$ ) к площади коллектора ( $S_1+S_2+S_3$ ) и может быть существенно меньше единицы. К

тому же если коллекторный переход почти симметричный, то коэффициент инжекции  $\gamma_I$  тоже будет небольшим. В таких условиях инверсный коэффициент усиления  $\alpha_I$  может составлять 0,7 и менее даже у бездрейфовых транзисторов. У дрейфовых транзисторов благодаря влиянию тормозящего поля он еще меньше.

Заметим, однако, что поскольку заметная часть носителей, инжектированных в пассивную область базы, все же доходит до эмиттера со стороны его боковой поверхности, то при оценке коэффициента  $\chi_I$ следует пользоваться не площадью донной части эмиттера ( $S_1$  на рис. 2.14), а некоторой эффективной площадью  $S_1+S_2$ , которая может в несколько раз превышать донную. Это способствует увеличению коэффициента  $\chi_I$ . С другой стороны, длина траекторий у носителей, попадающих на боковую часть эмиттера, больше, чем u, что приводит к уменьшению  $\chi_I$ .

Таким образом, инверсные параметры  $\alpha_I$  и  $B_I$  всегда меньше нормальных. Однако в зависимости от структуры транзистора их значения могут меняться в довольно широких пределах. Так, коэффициент усиления  $B_I$  обычно не превышает 0,5–1,5, но в специальных структурах составляет до 5–10 и более.

Режимная и температурная зависимости. Коэффициенты  $\alpha$  и *В* зависят от рабочего режима транзистора (т.е. от тока и напряжения на коллекторном переходе), а также от температуры. Зависимости коэффициента *В* показаны соответственно на рис. 2.15 и 2.16.





Спад коэффициента усиления в области малых токов объясняется уменьшением коэффициента инжекции из-за рекомбинации в эмиттерном переходе и поверхностной рекомбинации. Спад в области больших токов объясняется увеличением удельной проводимости базы при высоких концентрациях избыточных носителей. Этот случай равносилен увеличению концентрации примеси в базе, что согласно (49) приводит к уменьшению коэффициента инжекции.



Рис. 2.16. Зависимость коэффициента усиления тока от температуры

В аналитическом виде зависимость B(I) в области малых то-ков можно записать в следующем виде:

$$B_2 = B_1 \sqrt[N]{\frac{I_{\kappa 2}}{I_{\kappa 1}}},\tag{53}$$

где значение  $B_1$  соответствует току  $I_{\kappa 1}$ , а  $B_2$  – току  $I_{\kappa 2}$ . Показатель степени N – своеобразная характеристика электрофизических свойств транзистора, его способности работать в микрорежиме. В настоящее время можно считать  $N \approx 6$ , т.е. зависимость

*В* от тока сравнительно слабая. Некоторое время назад характерными значениями были  $N \approx 3$  и даже  $N \approx 2$ . Если положить  $I_{\kappa 2}/I_{\kappa 1} \approx 10^{-3}$ , то при N = 6 получаем  $B_2 \approx 0,3 B_1$ ; при N = 2 значение  $B_2$  будет на порядок меньше.

Зависимость *B* от напряжения  $U_{\kappa}$  обусловлена, во-первых, так называемым эффектом Эрли, и, во-вторых, предпробойными явлениями в коллекторном переходе.

Сущность эффекта Эрли состоит в следующем. При изменениях обратного коллекторного напряжения меняется ширина коллекторного перехода  $l_{\kappa}$  (см. рис. 2.7). Изменения величины  $l_{\kappa}$  приводят к изменению ширины базы  $\omega$ : если переход расширяется, то база сужается и наоборот. В наихудшем случае  $\Delta \omega = -\Delta l_{\kappa}$  (прокол базы). Изменения ширины базы влияют на целый ряд параметров транзисторов, поэтому эффект Эрли часто приходится принимать во внимание.

С увеличением напряжения  $U_{\kappa}$  ширина базы из-за эффекта Эрли уменьшается, а значит, коэффициент *B* растет. Когда напряжение  $U_{\kappa}$  приближается к пробивному, ток коллектора, а значит, и коэффициент усиления дополнительно возрастают благодаря ударной ионизации в коллекторном переходе. В этом диапазоне напряжений коэффициент усиления можно записать в виде

$$B = M\alpha/(1 - M\alpha), \tag{54}$$

где *М* – коэффициент ударной ионизации.

При условии  $M\alpha = 1$ , когда  $B \to \infty$ , наступает специфическая разновидность пробоя, свойственная включению ОЭ, т.е. режиму заданного тока базы. Приравнивая значение  $M = 1/(1 - (U/U_{\rm M})^n)$  значению  $1/\alpha$ , нетрудно получить напряжение такого пробоя (рис. 2.15,  $\delta$ ):

$$U_B = U_M \sqrt[n]{1-\alpha}, \tag{55}$$

где  $U_{\rm M}$  – напряжение лавинного пробоя (при котором M =  $\infty$ ); n – показатель степени, значение которого для кремния лежит в диапазоне от 3 до 5.

Напряжение U<sub>в</sub> значительно меньше напряжения лавинного пробоя U<sub>M</sub>, свойственного включению ОБ, т.е. режиму заданного тока эмиттера.  $\alpha = 0.99$  и n = 3, то  $U_{\rm B} \approx 0.2 U_{\rm M}$ . Например, если

Пробой может иметь место не только в результате лавинной ионизации, но и в результате сужения базы по мере роста коллекторного напряжения (эффект Эрли, см. выше). Если коллекторный переход расширится настолько, что ширина базы сделается равной нулю, то переходы транзистора сомкнутся, и ток будет беспрепятственно проходить из эмиттера в коллектор, т.е. наступит пробой. Такой эффект называют эффектом смыкания, а соответствующее напряжение – напряжением смыкания. Анализ показывает, что напряжение смыкания имеет вид:

$$U_{\omega} = (qN_{\delta}/2\varepsilon_{0}\varepsilon)\omega_{0}^{2}, \qquad (56)$$

где  $N_{\delta}$  – концентрация примеси в базе,  $\omega_0$  – ширина базы при  $U_{\kappa} = 0$ . Такой вид пробоя свойствен транзисторам с особо тонкой базой. Например, если  $N_{6} = 10^{16}$  см<sup>-3</sup> и  $\omega_{0} = 0,7$  мкм, то  $U_{0} = 3,5$  В.

Зависимость коэффициента В от температуры обусловлена главным образом температурной зависимостью времени жизни *т*(T). С ростом температуры время жизни растет, а вместе с ним растет диффузионная длина L<sub>6</sub>, т.е. уменьшается рекомбинация в базе во время пролета носителей. Это приводит к увеличению коэффициента В. Кроме того, с ростом времени жизни замедляется рекомбинация и в эмиттерном переходе, а это способствует увеличению коэффициента инжекции и коэффициента В.

### 4. Статические характеристики



Рис. 2.17. Физическая модель биполярного транзистора

Эберса.

2.17. Ее называют моделью Молла-Модель Молла-Эберса. Эта модель характеризует только активную область транзистора. Если дополнить модель резисторами, отражающими

Исходя ИЗ того, что биполярный транзистор есть совокупность двух встречновключенных взаимодействующих *р*-*n*-переходов, можно представить его В виде эквивалентной схемы или, как говорят, физической модели. Одна из таких моделей показана на рис. наличие пассивных областей базы и коллектора, ее использование сильно усложняется, и она теряет свою наглядность.

Модель Мола-Эберса хорошо отражает обратимость транзистора – принципиальную равноправность обоих его переходов. Эта равноправность особенно ярко проявляется в режиме двойной инжекции, когда на обоих переходах действуют прямые напряжения. В таком режиме каждый из переходов одновременно инжектирует носители в базу и собирает носители, дошедшие от другого перехода. Токи инжектируемых носителей обозначены через  $I_1$  и  $I_2$ , а токи собираемых – через  $\alpha_N I_1$  и  $\alpha_I I_2$ , где  $\alpha_N$  и  $\alpha_I$  – коэффициенты передачи тока соответственно при нормальном и инверсном включениях. Токи  $\alpha_N$   $I_1$  и  $\alpha_I I_2$  обеспечиваются в рассматриваемой модели с помощью источников (генераторов) тока'.

Запишем соотношения, вытекающие из рис. 2.17:

$$I_{\mathfrak{I}} = I_1 - \alpha_I I_2; \tag{57}$$

$$I_{K} = \alpha_{N}I_{1} - I_{2}.$$

(58)

Будем считать, что ВАХ каждого из *p*-*n*-переходов описывается выражениями:

$$I_{1} = I'_{30} \left( e^{U_{3}/\varphi_{T}} - 1 \right);$$
(59)

$$I_2 = I'_{K0} \left( e^{U_K / \varphi_T} - 1 \right), \tag{60}$$

где  $I'_{\ni 0}$  и  $I'_{\kappa 0}$  – тепловые токи соответствующих переходов. Каждый из них можно измерить, задавая обратное напряжение  $|U| > 3\varphi_{\rm T}$  на данном переходе и закорачивая второй переход. Однако на практике принято измерять тепловые токи, не закорачивая, а обрывая цепь второго перехода. Соответствующие значения обозначают через  $I_{\ni 0}$  и  $I_{\kappa 0}$ .

С помощью формул (57 и 58) нетрудно установить связь между тепловыми токами, измеренными в режиме холостого хода и в режиме короткого замыкания второго перехода:

$$I'_{30} = \frac{I_{30}}{1 - \alpha_N \alpha_I};$$
 (61)

$$I'_{K0} = \frac{I_{K0}}{1 - \alpha_N \alpha_I}.$$
 (62)

Именно величины  $I_{\ni 0}$  и  $I_{K0}$  принято называть тепловыми токами переходов в транзисторах.

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup> Источник – или генератор тока – понятие, широко используемое в теории электрических цепей. Это – дуальный аналог источника или генератора ЭДС. Последнему в идеальном случае свойственно нулевое внутреннее сопротивление, а идеальному источнику тока бесконечно большое: он «жестко» задает ток в цепи независимо от ее сопротивления.

Подставляя токи  $I_1$  и  $I_2$  из (59 и 60) в соотношения (57 и 58), найдем аналитические выражения для статических ВАХ транзистора:

$$I_{\mathcal{P}} = I'_{\mathcal{P}O} \left( e^{U_{\mathcal{P}}/\varphi_{T}} - 1 \right) - \alpha_{I} I'_{KO} \left( e^{U_{K}/\varphi_{T}} - 1 \right);$$
(63)

$$I_{K} = \alpha_{N} I'_{\mathcal{H}} \left( e^{U_{\mathcal{H}}/\varphi_{T}} - 1 \right) - I'_{KO} \left( e^{U_{K}/\varphi_{T}} - 1 \right);$$
(64)

Ток базы легко записать как разность токов  $I_{\Im}$  и  $I_{K}$ :

$$I_{E} = (1 - \alpha_{N})I'_{\mathcal{H}} \left( e^{U_{\mathcal{H}}/\varphi_{T}} - 1 \right) - (1 - \alpha_{I})I'_{KO} \left( e^{U_{K}/\varphi_{T}} - 1 \right).$$
(65)

Выражения (63-65) называются *формулами Молла–Эберса*. Они являются математической моделью транзистора и составляют основу для анализа его статических режимов.

Следует подчеркнуть, что в формулах (63-65) положительными считаются прямые напряжения (независимо от того, что у n-p-n-транзисторов фактическая полярность прямых напряжений на эмиттере и коллекторе относительно базы – отрицательная). Кроме того, необходимо иметь в виду, что параметры  $I'_{30}$  и  $I'_{\kappa 0}$  в формулах (63-65) – это именно тепловые токи, а не обратные токи переходов, которые в случае кремния намного превышают тепловые. Только тогда, когда на оба перехода заданы обратные напряжения, формулы (63-65) теряют силу и обратные токи следует оценивать с учетом тока термогенерации.

Можно показать, что в транзисторах выполняется соотношение

$$\alpha_N I_{30} = \alpha_I I_{K0}; \tag{66}$$

(10)

оно позволяет упрощать выражения, полученные на основе формул.

Характеристики схемы ОБ. Как известно, для схемы ОБ (рис. 2.18, *a*) характерны заданные значения тока эмиттера и коллекторного напряжения. Поэтому характеристиками схемы ОБ называют функции  $I_{\kappa}$  ( $I_{3}$ ;  $U_{\kappa}$ ) и  $I_{3}$  ( $U_{3}$ ;  $U_{\kappa}$ ), представленные семействами кривых. Одно из таких семейств, представляющее функцию  $I_{\kappa}$  ( $U_{\kappa}$ ) с параметром  $I_{3}$  (рис. 2.18, *a*), называют семейством выходных или коллекторных характеристик; второе, представляющее функцию  $I_{3}(U_{3})$  с параметром  $U_{\kappa}$  (рис. 2.18, *b*) – семейством входных или эмиттерных характеристик. Оба семейства легко получаются и записываются в виде

$$I_{K} = \alpha_{N} I_{\mathcal{B}} - I_{KO} \left( e^{U_{K}/\varphi_{T}} - 1 \right);$$
(67)

$$U_{\mathfrak{I}} = \varphi_T \ln \left[ \frac{I_{\mathfrak{I}}}{I'_{\mathfrak{I}}} + 1 + \alpha_N \left( e^{U_K / \varphi_T} - 1 \right) \right].$$
(68)

Семейство эмиттерных кривых (68) записано в форме  $U_3$  (/<sub>э</sub>), поскольку заданной величиной (аргументом) является ток эмиттера.



**Рис. 2.18.** Статические выходные (*a*) и входные (б) характеристики транзистора при включении ОБ

Из рис. 2.18, *а* ясно видны два резко различных режима работы транзистора: нормальный *активный режим*, соответствующий обратным напряжениям на коллекторном переходе (первый квадрант) и *режим двойной инжекции* или *насыщения*, соответствующий прямым напряжениям на коллекторном переходе (второй квадрант). Активный режим характерен для усилительных схем, а режим двойной инжекции – для ключевых (импульсных) схем.

Для активного режима формулы (67) и (68) упрощаются, так как при  $|U_{\kappa}| > 3\varphi_{\tau}$  исчезают экспоненциальные члены. Если, кроме того, пренебречь током  $I_{\kappa 0}$  и величиной  $1 - \alpha_N$ , то получаем:

$$I_{K} = \alpha_{N} I_{\mathcal{F}} \tag{69a}$$

а формула (68) – в ВАХ обычного перехода

$$U_{\mathfrak{I}} = \varphi_T \ln(I_{\mathfrak{I}}/I'_{\mathfrak{I}}). \tag{696}$$

Из выражений (69) следует, что в активном режиме коллекторное напряжение не влияет ни на выходную – коллекторную, ни на входную – эмиттерную характеристики.

Этот вывод справедлив в большинстве практических случаев. Однако в принципе и коллекторный ток, и эмиттерное напряжение несколько зависят от коллекторного напряжения. Это значит, что выходные характеристики на рис. 5.14, *а* имеют конечный наклон (определяемый сопротивлением коллекторного перехода), а входные характеристики несколько смещаются при изменениях коллекторного напряжения (см. рис. 2.18, *б*). Причиной обеих зависимостей является эффект Эрли. Его влияние на наклон выходных характеристик рассмотрено в разделе 5.6. Что касается сдвига входных характеристик, то в этом случае эффект Эрли проявляется в следующем. Изменение коллекторного напряжения приводит к изменению ширины базы. Поскольку ток эмиттера, а значит, и градиент концентрации носителей

заданы, изменение ширины базы приводит к изменению граничной концентрации носителей (см. рис. 2.19), а это согласно граничному условию Шокли неизбежно связано с изменением напряжения на переходе.

Поскольку (69б) соответствует ВАХ обычного перехода, то *в* рабочем диапазоне токов напряжение  $U_3$  остается почти неизменным; его можно считать параметром кремниевого транзистора U\*. Для нормального токового режима (0,1–1 мА)  $U^* \approx 0,7$  В, для микрорежима (1–10 мкА)  $U^* \approx 0,5$  В. Температурная зависимость эмиттерного напряжения (как и для обычных диодов) составляет для кремниевых транзисторов от –1,5 мВ/°С до –2 мВ/°С.

Для режима двойной инжекции характерен спад коллекторного тока при неизменном эмиттерном токе. Это – результат встречной инжекции со стороны коллектора. Важно отметить, что у кремниевых транзисторов заметное уменьшение тока  $I_{\kappa}$  наступает не при  $U_{\kappa} = 0$ , а при достаточно больших прямых напряжениях  $U_{\kappa}$ . Это объясняется тем, что практическое отпирание кремниевого *p*–*n*-перехода (в данном случае коллекторного) наступает лишь при прямых напряжениях 0,4–0,6 В.

Характеристики схемы ОЭ. Как известно, для схемы ОЭ (рис. 2.18,  $\delta$ ) характерен заданный ток базы. Поэтому выходные (коллекторные) характеристики представляют функцию  $I_{\kappa}$  ( $I_{\delta}$ ;  $U_{\kappa_3}$ ), а входные (базовые) – функцию  $I_{\delta}$  ( $U_{\delta}$ ;  $U_{\kappa_3}$ ). Эти характеристики, которые нетрудно получить с помощью формул Мола–Эберса, показаны на рис. 2.19. Главной особенностью выходных характеристик является то, что они полностью расположены в первом квадранте.

Оценим напряжение, при котором наступает спад коллекторного тока. Запишем для режима двойной инжекции:

$$U_{K3} = U_{3} - U_{K} , \qquad (70)$$

где под  $U_3$  и  $U_{\kappa}$  понимаются прямые напряжения. Формально границе активного режима соответствует значение  $U_{\kappa} = 0$ . При этом согласно (70) выходное напряжение еще сравнительно велико – оно равно напряжению на открытом эмиттерном переходе:  $U_{\kappa_3} = U^* = 0,7$  В. Заметный спад тока наступает лишь тогда, когда прямое напряжение  $U_{\kappa}$  достигает напряжения отпирания  $U^* - 0,1$  В. При этом выходное напряжение составляет:  $U_{\kappa_3} = U^* - (U^* - 0,1 \text{ B}) \approx 0,1$  В (рис. 2.19, *a*).

Минимальное значение выходного напряжения получается при нулевом токе коллектора (рис. 2.19, *a*). Чтобы определить величину  $U_{\text{КЭмин}}$ , разрешим систему уравнений относительно напряжений на переходах:



$$U_{\mathfrak{I}} = \varphi_T \ln \left[ \frac{I_{\delta} + (1 - \alpha_I)I_K}{I_{\mathfrak{I}}} + 1 \right]; \tag{71a}$$

$$U_{K} = \varphi_{T} \ln \left[ \frac{\alpha_{N} I_{\delta} - (1 - \alpha_{N}) I_{K}}{I_{KO}} + 1 \right].$$
(716)

Далее, пренебрегая единицами в квадратных скобках, подставляя напряжения  $U_3$ , и  $U_{\kappa}$  в выражение (70), получаем выходное напряжение в следующем общем виде:

$$U_{K\Im} = \varphi_T \ln \left[ \frac{\alpha_N I_{\delta} + (1 - \alpha_I) I_K}{\alpha_I \alpha_N I_{\delta} - (1 - \alpha_N) I_K} \right];$$
(716)

Полагая  $I_{\kappa} = 0$ , найдем минимальное выходное напряжение:

$$U_{K\Im_{MUH}} = \varphi_T \ln(1/\alpha_I). \tag{72}$$

Напряжение  $U_{\text{КЭмин}}$  весьма мало. Так, если  $\alpha_I = 0,5$  (этому значению соответствует  $B_I = 1$ ), то  $U_{\text{КЭ мин}} \approx 0,7 \varphi_{\text{т}} \approx 15$  мВ.

Наклон ВАХ в схеме ОЭ значительно больше, а сопротивление, характеризующее этот наклон, значительно меньше, чем в схеме ОБ. Эта особенность объясняется тем, что приращение  $\Delta U_{\kappa_3}$  частично падает на эмиттерном переходе, т.е. вызывает приращение  $\Delta U_3$ , соответственно получается приращение  $\Delta I_3$  и дополнительное приращение тока  $I_{\kappa}$ . В предпробойной области наклон ВАХ быстро возрастает. Напряжение пробоя в схеме ОЭ меньше, чем в схеме ОБ [см. (5.29)].

В заключение отметим важную особенность тока базы. Из выражения следует, что в нормальном активном режиме (т.е. при  $|U_{\kappa}| > 3\varphi_{\rm T}$ ) ток базы можно записать в виде

$$I_{\delta} = I_{S}(e^{U_{\Im}/\varphi_{T}} - 1), \qquad (73a)$$

где  $I_s = (1 - \alpha_N)I'_{30}$ . Однако фактически, с учетом рекомбинации в эмиттерном переходе и на поверхности, ток базы описывается несколько иначе (см. штриховую кривую на рис. 2.19, б):

$$I_{\delta} = I_{S}(e^{U_{3}/m\phi_{T}} - 1), \qquad (736)$$

где m > 1. Величину m, характеризующую отличие реального тока от идеального, называют m-фактором. Этот параметр очень удобен для оценки качества эмиттерного перехода, а вместе с тем – уровня собственных шумов, стабильности и надежности транзистора. Естественно, что m-фактор связан с показателем N, поскольку показатель Nхарактеризует тот же круг явлений, но применительно к коэффициенту инжекции. Связь между параметрами m u N следующая: N = m/(m-1). Прогресс в отношении показателя N, отмеченный выше, обусловлен уменьшением m-фактора от значения  $m \approx 2$  до  $m \approx 1,2$ .

#### 5.6. Малосигнальные эквивалентные схемы и параметры

Большому классу так называемых линейных электронных схем свойствен такой режим работы транзистора, при котором на фоне сравнительно больших постоянных токов и напряжений действуют малые переменные составляющие. Именно эти составляющие представляют в таких схемах основной интерес.

Запишем напряжения и токи в виде

$$U = U^{\circ} + \varDelta U; \quad I = I^{\circ} + \varDelta I,$$

где  $U^{\circ}$  и  $I^{\circ}$  - постоянные составляющие;  $\Delta U$  и  $\Delta I$  – переменные составляющие, много меньшие постоянных.

переменные составляющие анализируются Постоянные u U рассчитываются раздельно. При анализе постоянных составляющих, как мы уже и делали, используется нелинейная физическая модель Мола-Эберса. При анализе переменных составляющих использование нелинейной модели не имеет смысла, так как связь между малыми приращениями определяется не самими функциями, а их производными<sup>4</sup>. Поэтому для переменных составляющих пользуются анализа специальными – малосигнальными моделями (эквивалентными схемами), состоящими из линейных элементов. Эти элементы отображают те



производные, которые связывают между собой малые приращения токов и напряжений.

Для заданного эмиттерного тока (условие, свойственное включению ОБ) малосигнальную эквивалентную схему транзи-

Рис. 2.20. Малосигнальная модель транзистора при включении ОБ

стора легко получить из рис. 5.13, заменяя эмиттерный и коллекторный диоды их дифференциальными сопротивлениями. Поскольку в линейных электронных схемах режим двойной инжекции недопустим, можно исключить из схемы источник тока  $\alpha_I I_2$ . С другой стороны, учет сопротивления базового слоя не усложняет анализа малосигнальной схемы; поэтому добавим в схему сопротивление  $r_{6}$ . Можно было бы учесть сопротивление коллекторного слоя, но его роль И оказывается несущественной. Таким образом, малосигнальная добавим. (И, низкочастотная) эквивалентная схема транзистора при заданном токе эмиттера принимает такой вид, как показано на рис. 2.20. Емкости  $C_{2}$  и  $C_{\kappa}$ будут учтены позднее.

Положительное направление тока эмиттера выбрано произвольно, поскольку знак приращения  $\Delta I_3$  может быть любым. Обозначения  $\Delta$  для простоты опущены.

Заметим, что коэффициент  $\alpha$  в малосигнальной схеме (индекс N опущен) является дифференциальным, в отличие от интегрального, которым мы пользовались до сих пор. Дифференциальный коэффициент а определяется как производная  $dI_{\kappa}/dI_{3}$ , тогда как интегральный коэффициент а есть отношение  $I_{\kappa}/I_{3}$ . Оба коэффициента несколько различаются, но это различие не существенно.

Дифференциальное *сопротивление* эмиттерного перехода r<sub>э</sub> выражается по аналогии с обычным диодом формулой

$$r_{\rm g} = \varphi_{\rm T} / I_{\rm g} \tag{74}$$

где  $I_{3}$  – постоянная составляющая тока. При токе 1 мА сопротивление  $r_{3}$  составляет 25 Ом.

Дифференциальное сопротивление коллекторного перехода  $r_{\kappa}$  обусловлено эффектом Эрли. Это сопротивление можно вычислить, значение  $\alpha = \chi$ , дифференцируя ток  $I_{\kappa}$  по ширине базы *w* и считая  $d\omega = -dl_{\kappa}$  (приращение  $dl_{\kappa}$  легко связать с  $dU_{\kappa}$ ). В результате вычислений получаем:

$$r_{\kappa} \approx \left(\frac{L^2}{\omega} \sqrt{\frac{2qN}{\varepsilon_0 \varepsilon}}\right) \frac{\sqrt{U_{\kappa}}}{I_{\vartheta}},\tag{75}$$

где  $U_{\rm k}$  – модуль обратного напряжения. Следует обратить внимание на то, что сопротивление  $r_{\rm k}$ , как и  $r_{\rm 3}$ , обратно пропорционально постоянной составляющей тока. Кроме того, оно несколько возрастает с увеличением напряжения, однако эта зависимость мало существенна. Для ориентировки подставим в (75) значения L = 10 мкм,  $\omega = 1$  мкм,  $N = 10^{16}$  см<sup>"3</sup> и  $U_{\rm k} = 4$  В. Тогда  $r_{\rm k} \approx 10^3/I_3$ ; при токе 1 мА получается  $r_{\rm k} = 1$  МОм.

Сопротивление базы  $r_{\delta}$ , вообще говоря, является суммой сопротивлений активной и пассивной областей базы. Расчет этих сопротивлений затрудняется сложной траекторией базового тока, сложной геометрией базового слоя, а также его неоднородностью. Типичными для планарных транзисторов можно считать значения Ом.

 $r_{o} = 50-200$ 



**Рис. 2.21.** Малосигнальная модель транзистора при включении ОЭ

Когда заданной исходной величиной является ток базы (при включении ОЭ), целесообразна другая эквивалентная схема (рис. 2.21), в которой источник тока в коллекторной цепи управляется током базы. Поскольку схема малосигнальная, используется интегральный не коэффициент В. усиления a дифференциальный, для которого принято особое обозначение β. Связь между

малосигнальными параметрами β и α определяется по аналогии с общим выражением:

$$\beta = \alpha/(1-\alpha) \tag{76}$$

В области малых токов коэффициент  $\beta$  несколько больше, а в области больших токов несколько меньше, чем *B*. В целом же значения  $\beta$  близки к значениям *B*.

Заменяя источник тока  $\alpha I_3$  на  $\beta I_6$ , необходимо одновременно заменить сопротивление коллекторного перехода  $r_{\kappa}$  на на меньшую величину

$$r_{\kappa}^{*} = (1 - \alpha)r_{\kappa} = r_{\kappa}/(\beta + 1).$$
(77)

Величина  $r_{\kappa}^{*}$  получается из следующих соображений. Для того чтобы обе эквивалентные схемы были равноценны, они, как четырехполюсники, должны иметь одинаковые параметры в режимах холостого хода и короткого замыкания. Напряжения холостого хода в схемах на рис. 2.20 и 2.21 близки соответственно к  $\alpha I_{3}r_{\kappa}$  и  $\beta I_{\delta}r_{\kappa}^{*}$ . Приравнивая эти значения и учитывая, что в режиме холостого хода  $I_{3} \approx I_{\delta}$ , получаем (77). Причина уменьшения сопротивления в схеме ОЭ пояснялась ранее. Если выше мы получили для  $r_{\kappa}$  значение 1 МОм, то значение  $r_{\kappa}^{*}$  при  $\beta = 100$  составит всего 10 кОм.

#### 5.7. Переходные и частотные характеристики

Инерционность транзистора при быстрых изменениях входных токов обусловлена пролетом инжектированных носителей через базу, а также перезарядом барьерных емкостей эмиттерного и коллекторного переходов. Относительная роль этих факторов зависит от ширины базы, режима транзистора и сопротивления внешних цепей.

Рассмотрим сначала процессы в базе, пренебрегая влиянием емкостей. Роль последних будет рассмотрена позже. Кроме того, при

анализе переходных процессов всегда пренебрегают сопротивлением коллекторного перехода *r*<sub>к</sub>.



Рис. 2.22. Переходные процессы при включении ОБ

Процессы в базе при включении ОБ. Пусть транзистор включен по схеме ОБ и пусть сначала эмиттерный ток равен нулю, а на коллектор подано постоянное обратное напряжение. При этом в цепи коллектора протекает ничтожный ток термогенерации, которым можно пренебречь. Транзистор, как говорят, находится в *режиме отсечки*. В некоторый момент времени зададим скачком эмиттерный ток  $I_3$  (рис. 2.22). Для простоты положим  $\gamma = 1$ , т.е. пренебрежем дырочной составляющей эмиттерного тока.

Инжектированные электроны распространяются вглубь базы постепенно. Они достигают коллектора только через время

*t*<sub>3</sub>, которое называется *временем задержки*. После этого коллекторный ток начинает нарастать, но нарастает тоже постепенно, потому что скорость величина средняя. отдельных носителей диффузии – У скорости существенно различаются, так что носители, попавшие В базу одновременно, доходят до коллектора за разное время. В результате фронт коллекторного тока оказывается плавным и имеет конечную длительность  $t_{\rm db}$ .

При постоянном токе эмиттера функцию  $i_{\kappa}(t)$  удобно записать в виде  $i_{\kappa} = \alpha(t)I_{3}$ , где  $\alpha(t) - nереходная характеристика коэффициента <math>\alpha$ . Именно она является предметом анализа переходных процессов в схеме ОБ. Параметром, определяющим длительность этих процессов, является постоянная времени  $\tau_{a}$ . О ней подробно сказано ниже.

В интервале  $t_3$ , когда коллекторный ток еще отсутствует, ток базы равен току эмиттера  $I_3$ . Затем, по мере нарастания коллекторного тока, ток базы уменьшается до установившегося значения  $(1 - \alpha)I_3$ . Получается характерный выброс базового тока.

Одновременно с током коллектора нарастают избыточные заряды в базе. В качестве 1-го приближения (оно практически оправдано) примем, что коллекторный ток и избыточные заряды нарастают по экспоненциальному закону с постоянной времени  $\tau_{\alpha}$ . Моделью такого переходного процесса является процесс заряда конденсатора в простейшей RC-цепочке под действием ступеньки тока (рис. 2.23). Установившееся значение заряда в такой цепочке имеет следующий вид:

$$Q = CU = C(IR) = I\tau,$$

где  $\tau = RC$  – постоянная времени.

С R U

Отсюда следует полезный вывод: постоянную времени  $\tau_{\alpha}$  можно получить, поделив установившееся значение избыточного заряда  $\Delta Q_{\tilde{0}}$ на заданный ток эмиттера I<sub>э</sub>.

Введем следующие обозначения для величин:

$$t_D = \omega^2 / (2D); \tag{78}$$

Рис. 2.23. КС-цепочка, моделирующая процесс накопления заряда в базе

$$t_{\rm np} = \omega^2 / [2(\eta + 1)D] = t_D / (\eta + 1) ;$$
(79)

Величину *t*<sub>D</sub> называют средним временем *диффузии*, а величину  $t_{\text{пр}}$  – временем пролета. Время пролета является обобщением времени диффузии на случай, когда в базе есть ускоряющее поле. При условии  $\eta = 0$  время пролета делается равным времени диффузии.

Таким образом. приняв экспоненциальное приближение ДЛЯ переходных характеристик, получаем

$$t_a = t_{\rm np} \tag{80a}$$

или, в случае бездрейфовых транзисторов,

$$\tau_{\alpha} = t_D \tag{806}$$

Операторное изображение для коэффициента  $\alpha$  запишется в форме

$$\alpha(s) = \alpha/(1 + s\tau_{\alpha}), \tag{81}$$

т.е. переходная характеристика коэффициента передачи тока имеет вид:

$$\alpha(t) = \alpha(1 - e^{t/\tau\alpha}). \tag{82}$$

Более строгое выражение может быть получено подстановкой в

$$\chi = \sec h \frac{\omega}{L}$$

вместо L величины L(s)





$$L(s)\frac{L}{\sqrt{1+s\,\tau}}$$

Оно же будет изображением  $\alpha(s)$ , поскольку выше было принято  $\gamma = 1$ . Переходная характеристика, соответствующая такому изображению, показана на рис. 2.24 штриховой линией. Ее аналитическое выражение слишком сложно для практических применений. Поэтому при подстановке L(s)воспользуемся аппроксимацией. Тогда изображение  $\alpha(s)$  совпадает с (81). Это подтверждает, что экспоненциальная аппроксимация вполне пригодна на практике.

Недостаток аппроксимации (81) состоит лишь в том, что она не отражает наличия задержки  $t_3$  (см. рис. 2.22). В тех случаях, когда задержка существенна, пользуются более точным изображением

$$\alpha(s) = \alpha e^{-st_3} / (1 + s\tau_\alpha). \tag{83}$$

Входящие сюда параметры имеют следующие значения:

$$\tau_{\alpha} \approx 0.8 t_{\rm np} , \qquad (84a)$$

$$\tau_{3} \approx 0.2 t_{\rm np} \,. \tag{846}$$

Оригиналом изображения (5.52) является экспоненциальная функция (5.51), сдвинутая относительно момента t = 0 на интервал  $t_3$ .

Частотные характеристики коэффициента  $\alpha$  получим, заменяя в выражениях (81) или (83) оператор *s* на *j* $\omega$ :

$$\alpha = \frac{\alpha}{1 + j(\omega/\omega_{\alpha})}$$
(85*a*)

ИЛИ

$$\alpha = \frac{\alpha \ e^{-j\omega t_3}}{1 + j(\omega/\omega_{\alpha})} \tag{856}$$

где  $\omega_{\alpha} = 1/\tau_{\alpha}$  – угловая граничная частота.

Следует иметь в виду, что комплексная величина α может использоваться только в малосигнальной эквивалентной схеме (рис. 2.20), т.е. при анализе переменных составляющих. Полные токи в транзисторе не могут быть синусоидальными из-за выпрямляющих свойств *p*–*n*-перехода.

Амплитудно-частотные характеристики коэффициента *α*, представленные выражениями (85), имеют одинаковую форму:

$$\alpha(\omega) = \frac{\alpha}{\sqrt{1 + (\omega/\omega_{\alpha})^{2}}},$$
(86)

хотя значения  $\omega_a$  несколько разные [см. (80*a*) и (84*a*)].

Фазочастотные характеристики оказываются существенно разными. Для выражения (85*a*)

$$\varphi(\omega) = -\arctan(\omega/\omega_{\alpha}), \qquad (87a)$$

т.е. фазовый сдвиг ограничен [ $\varphi(\infty) = -90^{\circ}$ ], а  $\varphi(\omega_a) = -45^{\circ}$ . Для выражения (856)

$$\varphi(\omega) = -\omega t_3 - \arctan(\omega/\omega_{\alpha}). \tag{876}$$

В этом случае фазовый сдвиг не ограничен [ $\varphi(\infty) = -\infty$ ], а  $\varphi(\omega_{\alpha}) = -59^{\circ}$ . Выражение (876) гораздо более точное, тогда как (87*a*) дает большую

погрешность уже при частотах, меньших граничной. Частотные характеристики коэффициента а показаны на рис. 2.25.

Процессы в базе при включении ОЭ. Пусть транзистор включен по схеме ОЭ и задана ступенька базового тока  $I_{\delta}$  (рис. 2.26). При этом функцию  $i_{\kappa}(t)$  можно записать в виде  $i_{\kappa}(t) = B(t)I_{\delta}$ , где  $B(t) - nереходная характеристика коэффициента усиления В. Она и ее постоянная времени <math>\tau_{\rm B}$  являются в данном случае предметом анализа. Для простоты опять будем считать  $\gamma = 1$ .

Операторное изображение B(s) легко получить, подставляя  $\alpha(s)$  в выражение  $B = \alpha/(1 - \alpha)$ . При этом легко убедиться, что переходный процесс сохраняет экспоненциальный характер, но постоянная времени  $\tau_{\rm B}$ будет гораздо больше, а именно

$$\tau_{\rm B} = \tau_{\alpha}/(1-\alpha) = (B+1)\tau_{\alpha}. \tag{88}$$

Для того чтобы выяснить физический смысл величины  $\tau_{\rm B}$ , проведем следующие рассуждения.

Ток  $I_{\delta}$  задает скорость нарастания положительного заряда в базе. Значит, в момент поступления ступеньки  $I_{\delta}$  в базе начинает повышаться концентрация дырок. Соответственно повышается потенциал базы, и это вызывает отпирание эмиттерного перехода. Начинается инжекция электронов, заряд которых поддерживает квазинейтральность базы. Значит, в первый момент имеет место равенство  $I_{3} = I_{\delta}$ , как и в схеме ОБ.

Через время задержки *t*<sub>3</sub> инжектированные носители доходят до коллектора и появляется коллекторный ток. В схеме ОБ нарастание коллекторного тока сопровождалось уменьшением тока базы. Однако в схеме ОЭ базовый ток задан, поэтому возрастание коллекторного тока (связанное с уходом электронов из базы) вызывает







аппроксимация (5.546) дополнительное нарастание тока эмиттера (т.е. приток новых электронов, необходимых для поддержания квазинейтральности).

Такое совместное увеличение токов  $I_{\kappa}$  и  $I_{3}$  продолжается до тех пор, пока в базе не накопится настолько большой избыточный заряд  $\Delta Q_{\delta}$ , что скорость его рекомбинации уравновесит ток базы. Условие равновесия имеет вид:

$$\Delta Q_{\delta} \approx I_{\delta} \tau. \tag{89}$$

Отсюда, руководствуясь тем, что  $\Delta Q_{\delta}/I_{\delta}$  есть постоянная времени переходного процесса, приходим к выводу: в схеме ОЭ постоянная времени равна времени жизни носителей в базе

$$\tau_{\rm B} = \tau. \tag{90}$$

Итак, операторный коэффициент усиления в схеме ОЭ имеет вид:

$$B(s) = B/(1 + s\tau_{\rm B}), \tag{91}$$

где постоянная времени  $\tau_{\rm B}$  в десятки и более раз превышает величину  $\tau_{\alpha}$ . Можно показать, что большой коэффициент усиления *B* в схеме *ОЭ достигается ценой ухудшения переходных и частотных свойств*. На фоне большой постоянной времени  $\tau_{\rm B}$  задержка  $t_3$  не существенна и ее не учитывают. Заменяя в выражении (91) B на  $\beta$  и s на  $j\omega$ , получаем малосигнальную частотную характеристику

$$\beta = \frac{\beta}{1 + j(\omega/\omega_{\beta})},\tag{92}$$

где  $\omega_{\beta} = 1/\tau_{\beta}$  – верхняя граничная частота (можно считать  $\tau_{\beta} = \tau_{\rm B}$ ). Соответственно амплитудно- и фазочастотная характеристики будут иметь вид:

$$\beta(\omega) = \frac{\beta}{\sqrt{1 + (\omega/\omega_{\beta})^{2}}}; \qquad (93a)$$

$$\varphi(\omega) = -\operatorname{arctg}(\omega/\omega_{\beta}) \tag{936}$$

Поскольку коэффициент  $\beta$  весьма велик, усилительная способность транзистора сохраняется при частотах, значительно превышающих граничную частоту  $\omega_{\beta}$ . При  $\omega > 3\omega_{\beta}$  в выражении (93*a*) можно пренебречь единицей, тогда

$$\beta(\omega) \approx \beta \omega_{\beta} / \omega.$$

Полагая  $\beta(\omega) = 1$ , найдем частоту, при которой коэффициент  $\beta$  уменьшается до единицы и транзистор теряет усилительные свойства:

$$\omega_{\tau} \approx \beta \omega_{\beta} = \beta / \tau. \tag{94}$$

Частоту  $\omega_{\rm T}$  называют предельной частотой коэффициента усиления тока. Учитывая соотношение (88), приходим к выводу, что предельная частота практически совпадает с граничной частотой  $\omega_{\alpha}$ .

Влияние барьерных емкостей. Начнем с влияния емкости эмиттерного перехода (рис. 5.16). Поскольку барьерная емкость обусловлена изменениями ширины перехода, т.е. перемещениями основных носителей, ток перезаряда этой емкости не имеет отношения к инжекции и не входит в состав коллекторного тока. Следовательно, та часть тока эмиттера, которая ответвляется в барьерную емкость, приводит к уменьшению коэффициента инжекции.

Распределение тока эмиттера между барьерной емкостью и переходом зависит от соотношения сопротивлений этих двух цепей. Ограничимся переменными составляющими. Тогда за сопротивление перехода следует принять величину  $r_3$ , а за сопротивление емкости ее операторный импеданс  $l/(sC_3)$ . Запишем часть тока  $I_3$ , которая ответвляется в p-n-переход:

$$I_{\mathfrak{P}^{-n}} = I_{\mathfrak{P}} \frac{1/(sC_{\mathfrak{P}})}{r_{\mathfrak{P}} + 1/(sC_{\mathfrak{P}})}$$

Именно эта величина подразумевалась в определении коэффициента инжекции под током  $I_3$ . Заменяя ток  $I_3$  на  $I_{3p-n}$ , нетрудно получить

$$\gamma(s) = I_{\mathfrak{s}\mathfrak{n}}/I_{\mathfrak{s}} = \gamma/(1 + s\tau_{\gamma}), \tag{95}$$

где

$$\tau_{\gamma} = r_{\mathfrak{I}} C_{\mathfrak{I}} \tag{96}$$

– постоянная времени эмиттерного перехода, она же – *постоянная времени* коэффициента инжекции.

Если  $r_3 = 25$  Ом и  $C_3 = 1$  пФ, то  $\tau_{\gamma} = 0,025$  нс. В этом случае обычно  $\tau_{\gamma} << t_{\rm пp}$ , так что постоянную времени  $\tau_{\gamma}$  можно не учитывать или учитывать в виде дополнительной задержки. Однако с уменьшением тока сопротивление  $r_3$  растет и величина  $\tau_{\gamma}$  становится сравнимой с  $t_{\rm пp}$ . Поэтому в микрорежиме с определенным приближением можно считать

$$\tau_{\alpha} \approx \tau_{\gamma} + t_{np}. \tag{97}$$

Тем самым роль эмиттерной барьерной емкости сводится к увеличению постоянной времени  $\tau_{\alpha}$ .

Теперь рассмотрим роль коллекторной барьерной емкости  $C_{\kappa}$  (рис. 2.20). Если осуществить на выходе короткое замыкание и по-прежнему пренебречь сопротивлением  $r_{\kappa}$ , то емкость  $C_{\kappa}$  окажется соединенной параллельно с сопротивлением  $r_{\delta}$ . Постоянная времени такой цепочки называется постоянной времени базы;

$$\tau_{\sigma} = r_{\sigma} C_{\kappa}. \tag{98}$$

Например, если  $r_{\delta} = 100$  Ом и  $C_{\kappa} = 1$  пФ, то  $\tau_{\delta} = 0,1$  нс. Ток  $\alpha I_{\mathfrak{I}}$  распределяется между внешней цепью (куда вошло сопротивление  $r_{\delta}$ ) и емкостью  $C_{\kappa}$ . Следовательно, на высоких частотах внешний ток  $I_{\kappa}$  будет всегда меньше, чем  $\alpha I_{\mathfrak{I}}$ . В частности, если положить  $\tau_{\alpha} = 0$ , то именно постоянная времени базы ограничивает предельное быстродействие транзистора.

Если в цепь коллектора включено сопротивление  $R_{\kappa}$ , то в предыдущих рассуждениях нужно заменить сопротивление  $r_{\delta}$  на  $r_{\delta} + R_{\kappa}$ . Обычно  $R_{\kappa} >> r_{\delta}$ , поэтому инерционность токораспределения в коллекторной цепи будет определяться не постоянной времени  $\tau_{\delta}$ , а постоянной времени  $C_{\kappa}R_{\kappa}$ . Несмотря на то, что величина  $C_{\kappa}R_{\kappa}$  не является параметром транзистора, (она зависит от внешнего элемента  $R_{\kappa}$ ), ее удобно рассматривать как составную часть параметра  $\tau_{\alpha oe}$ , которую по аналогии с (97) определим в виде суммы

$$\tau_{\alpha o e} = \tau_{\alpha} + C_{\kappa} R_{\kappa}. \tag{99}$$

Если  $C_{\kappa}R_{\kappa} > 3\tau_{\alpha}$  (что часто бывает), то величина  $\tau_{aoe}$  практически не зависит от процессов в базе.

Для схемы ОЭ эквивалентную постоянную времени  $\tau_{oe}$  найдем с помощью соотношения (88), умножив обе части (99) на B + 1. Тогда

$$\tau_{oe} = \tau_B + C_K^* R_K, \qquad (100)$$

где

$$C_{K}^{*} = (B+1)C_{K}$$
(101)

– эквивалентная емкость коллекторного перехода (рис. 2.21). Постоянные времени  $\tau_{\alpha o e}$  и  $\tau_{o e}$  – наиболее универсальные параметры, характеризующие инерционность биполярного транзистора.

## Лабораторная работа №3.

# Исследование температурной зависимости параметров элементов интегральных схем

ЦЕЛЬ РАБОТЫ - исследование температурной зависимости сопротивления диффузионного и плёночного резисторов, прямого напряжения и обратного тока p-n-перехода, а также коэффициента тока базы транзистора.

ОПИСАНИЕ ЛАБОРАТОРНОЙ УСТАНОВКИ И МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ

Схема установки для измерения температурной зависимости параметров элементов интегральных схем приведена на рис. .

Все исследуемые элементы помещены в термостат и с помощью жгута соединены с лабораторным макетом. Подключение измерительных приборов К исследуемым элементам осуществляется с помощью переключателя **S**1 "Род работы". Положения переключателя **S**1 следующие:

1-производится измерение сопротивления диффузионного резистора;

2-сопротивление тонкоплёночного резистора;

3-измерение прямого напряжения на p-n-переходе;

4-измерение обратного тока р-п-перехода;

5-измерение коэффициента передачи тока базы транзистора.

Режимы измерений устанавливаются с помощью потенциометров R4 и R5. Определение сопротивления резисторов производится по измерению тока и напряжения (при этом используется миллиамперметр PA1 и вольтметр PV3). Коэффициент передачи тока базы транзистора VT1 определяется как отношение колекторного тока транзистора (измеренного миллиамперметром PA1) к току базы (измеренного миллиамперметром PA2).

## ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Включить вольтметр В7-16. Установить предел измерения вольтметра 10 В. Включить блок питания "TESLA" и установить напряжение 9В. Включить тумблер "ВКЛ" на макете.

2. Установить потенциометры "Режим измерений" на макете (R4 и R5) в крайнее левое положение. Включить тумблер "Вкл" на макете.

3. Измерить сопротивление диффузионного резистора Rдиф., для чего переключатель "Род работы" установить в положение "1",

потенциометром R4 установить по вольтметру B7-16 напряжение на резисторе 1В. Измерить ток диффузионного резистора Ідиф по

микроамперметру РА1 (предел измерений 2000 мкА). По окончании измерения потенциометр R4 установить в крайнее левое положение.

4. Измерить сопротивление тонкопленочного резистора Rпл., для чего переключатель работы" установить "2". "Род В положение Потенциометром R4 установить по вольтметру B7-16 напряжение на 1B. Измерить резисторе ток плёночного резистора Іпл. ПО микроамперметру РА1 (предел измерений 200 мкА). По окончании измерения потенциометр R4 установить в крайнее левое положение.

5. Измерить прямое напряжение на p-n переходе Uпp., для чего переключатель "Род работы" установить в положение "3". Потенциометром R4 установить по микроамперметру PA1 (предел измерений 2000 мкА) ток через п-n переход 1000 мкА. Измерить вольтметром B7-16 прямое напряжение на p-n переходе Uпp. По окончании измерения потенциометр R4 установить в крайнее левое положение.

6. Измерить обратный ток p-n перехода Іобр., для чего переключатель "Род работы" установить в положение "4". При нажатой кнопке потенциометром R4 установить по вольтметру B7-16 обратное напряжение на p-n переходе 5В. Измерить по микроамперметру PA1 (предел измерений 200 мкА) обратный ток через п-n переход Іобр. По окончании измерения потенциометр R4 установить в крайнее левое положение.

8. Результаты измерений свести в таблицу 1.

Таблица 1.

NºNº	Температура,	Rдиф, мкА	Rпл, мкА	Uпр,	Іобр,
	t C.			В	мкА
1.					
2.					
3.					

Результаты измерений

9. Измерить параметры элементов в диапазоне температур от 20 до 100 С (через 20 С), для чего включить термостат тумблером "ВКЛ". Произвести измерения через 20 С в соответствии с пп. 3-7. Результаты измерений свести в таблицу 1.

10.По окончании измерений тумблером "ВКЛ" выключить термостат, открыть дверцу термостата, выключить вольтметр В7-16, тумблер на макете "ВКЛ" и блок питания "TESLA".

11.Расчитать величины сопротивлений диффузионного иплёночного резисторов (Rдиф и Rпл). Результаты измерений и расчётов свести в итоговую таблицу 2.

# Таблица 2.

Результаты измерений и расчётов.

NoNo	Температура,	Rдиф,	Rпл,	Uпp,	Іобр,
	t C.	Ом	Ом	В	мкА
1.					
2.					
3.					

12.Построить графики температурных зависимостей параметров элементов в соответствии с таблицей 2.

# КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

- 1. Объясните конструкцию и технологию получения плёночного и диффузионного резисторов, планарного p-n перехода и планарного транзистора.
- 2. Какие факторы определяют ТКС плёночного резистора.
- 3. Какие параметры полупроводникового материала определяют его удельную проводимость и их зависимость от температуры? Общий вид температурной зависимости удельной проводимости от температуры; Какие участки можно на ней выделить и чем они обусловлены.
- 4. Что такое подвижность носителей заряда и как она меняется с изменением температуры?
- 5. Какие процессы обуславливают обратный ток p-n перехода? Объясните характер и причину изменения обратного тока p-n перехода при нагреве.
- 6. Каков характер зависимости прямого напряжения на p-n переходе от температуры? Причина изменения прямого напряжения на p-n переходе? Что такое "собственная концентрация носителей"?
- 7. Объясните устройство и принцип работы биполярного транзистора, включённого по схеме с общим эмиттером. Что такое статический коэффициент передачи тока базы (В) и как он определяется экспериментально?
- 8. Какими факторами обусловлена величина (В)? Какой из этих факторов вызывает изменение (В) при нагреве? Каков характер температурной зависимости (В)? Что такое время жизни носителей?

## Теоретический материал к лабораторной работе №3

Изменение температуры вызывает изменение почти всех физических параметров материала, что приводит к изменению характеристик и параметров элементов интегральных схем.

Если к кристаллу приложить внешнее поле  $\xi$ , то в нем возникает направленное движение носителей заряда (дрейф) или, иначе говоря, электрический ток *i*, плотность которого, пропорциональна  $\xi$ :,

$$\mathbf{i} = \boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{k}$$
(102)

где о электропроводность, равная для металлов:,

$$\boldsymbol{\sigma} = \boldsymbol{n} \cdot \boldsymbol{e} \cdot \boldsymbol{U} \tag{103}$$

для полупроводников:

$$\boldsymbol{\sigma} = \boldsymbol{e} \cdot \left( \boldsymbol{n} \boldsymbol{U}_{\boldsymbol{p}} + \boldsymbol{p} \boldsymbol{U}_{\boldsymbol{p}} \right) \tag{104}$$

где **n**, **p** - концентрация электронов и дырок соответственно, Un и Up - их подвижность, причем Un < 0, Up > 0.

Если электропроводность  $\sigma$  и подвижность U, выразить через длину волны  $\lambda$ , частоту v, и скорость V, то для:

а) невырожденного газа: б) вырожденного газа:

$$\boldsymbol{\sigma} = \frac{\boldsymbol{n}\boldsymbol{e}^2}{\boldsymbol{m}_{\boldsymbol{n}}} \cdot \frac{\langle \boldsymbol{\lambda} \rangle \langle \boldsymbol{v} \rangle}{\langle \boldsymbol{v} \rangle}_{(105)} \qquad \boldsymbol{\sigma} = \frac{\boldsymbol{n}\boldsymbol{e}^2}{\boldsymbol{m}_{\boldsymbol{n}}} \cdot \frac{\boldsymbol{\lambda}_F \boldsymbol{v}_F}{\boldsymbol{v}_F}_{(107)}$$

$$\boldsymbol{U} = \frac{\boldsymbol{e}}{\boldsymbol{m}_{n}} \cdot \frac{\langle \boldsymbol{\lambda} \rangle \langle \boldsymbol{v} \rangle}{\langle \boldsymbol{V} \rangle}_{(106)} \qquad \boldsymbol{U} = \frac{\boldsymbol{e}}{\boldsymbol{m}_{n}} \cdot \frac{\boldsymbol{\lambda}_{F} \boldsymbol{v}_{F}}{\boldsymbol{V}_{F}}_{(108)}$$

,где е - заряд носителя, m<sub>n</sub> - эффективная масса.

Из формул 1-4 видно, что подвижность носителей заряда U зависит от скорости их движения и параметров  $\lambda$  и v, характеризующих механизм рассеяния носителей на дефектах решетки.

Механизм рассеяния носителей на тепловых колебаниях решетки является определяющим в области высоких температур, а механизм рассеяния на ионизированной примеси преобладает в области низких температур.

В общем в кристалле могут присутствовать четыре механизма

рассеяния носителей: на фононах (тепловых колебаниях решетки), на ионизированной примеси, на нейтральной примеси, на дислокациях.

График зависимости подвижности заряда в полупроводниках от температуры приведен на рисунке 3.1.

Из графика видно, что в области высоких температур, где преобладает рассеивание на фононах, подвижность носителей в невырожденных полупроводниках обратно пропорциональна T<sup>-3/2</sup>, а вырожденных полупроводниках и металлах -обратно пропорциональна T<sup>-1</sup>.

В области низких температур, где преобладает рассеяние на ионизированных примесях, подвижность носителей в невырожденных полупроводниках прямо пропорциональна  $T^{3/2}$ , а в вырожденных - не зависит от температуры. С повышением содержания примеси подвижность носителей уменьшается и максимум кривой U(T) смещается в сторону высоких температур. Для металлов в области высоких температур U является линейной функцией от  $T^{-1}$ .

Более точный расчет показывает, что подвижность носителей существенно зависит не только от температуры, но и от эффективной массы носителей, а также плотности дефектов:

рассеяние на фононах:

рассеяние на ионизированной примеси

$$U \approx \frac{1}{m_{x_{p}}^{S/2} T^{3/2}}$$
$$U \approx \frac{T^{3/2}}{m_{x_{p}}^{1/2} N_{y_{p}} T}$$

рованной примеси:  

$$U \approx \frac{m_{hb}}{N_{R.R.}}$$
  
 $U \approx \frac{1}{m_{hb}^{1/2} T^{1/2} N_{R.R.}}$ 

рассеяние на нейтральной примеси:

рассеяние на дислокациях:

где **Умал**, **Умал**, **Ума** - соответственно плотность ионизированной примеси, нейтральной примеси и дислокаций.



**Рисунок 3.1:** Зависимость подвижности носителей заряда в полупроводниках от температуры: кривые 1 и 2 -невырожденное состояние; кривая 3 - вырожденное состояние.

Зависимость от эффективной массы приводит к тому, что подвижность электронов и дырок в общем случае является разной. В частности, в собственных полупроводниках эффективная масса электронов меньше эффективной массы дырок. Поэтому их подвижность выше подвижности дырок.

При одновременном действии нескольких механизмов рассеяния - рассеяние на фононах, на ионизированной и нейтральной примесях, на дислокациях и т.д., определяющим является тот, который обуславливает наиболее низкую подвижность носителей заряда. Так, если  $U_{\phi}=10^{-2} \text{ m}^2/\text{Bc}$ ,  $U_{\text{И.П.}}=10^{-5} \text{ m}^2/\text{Bc}$ , то  $U \approx U_{\text{И.П.}} \approx 10^{-5} \text{ m}^2/\text{Bc}$ .

# ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ЧИСТЫХ МЕТАЛЛОВ

Электропроводность чистых металлов описывается соотношением (103). Так как концентрация электронов проводимости в чистых металлах не зависит от температуры, то изменение  $\sigma(T)$  определяется исключительно изменением подвижности U(T).

Для области\_высоких\_температур:

$$\boldsymbol{\sigma} = \boldsymbol{\gamma}_{\boldsymbol{T}} \tag{109}$$
$$\boldsymbol{\rho} = \boldsymbol{\sigma} \boldsymbol{T} \tag{110}$$

где σ - электропроводность, *ρ*; - удельное сопротивление, С и α - коэффициенты пропорциональности. Для области низких температур:

$$\sigma = \frac{B}{T^{5}}$$
(111)

где *В*, *β* -коэффициенты пропорциональности.

На рисунке 3.2 показана схематическая кривая зависимости удельного сопротивления чистых металлов от температуры. В области высоких температур графиком (*T*) является прямая, в области низких температур - парабола 5-й степени, и вблизи абсолютного нуля, где основное значение приобретает рассеяние на примесях - прямая, идущая параллельно оси температур.



*Рисунок 3.2.* Зависимость удельного сопротивления чистых металлов от температуры

# СОБСТВЕННАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Электропроводность полупроводников высокой степени очистки описывается выражением (104) ,причем концентрация собственных носителей (электронов и дырок) у них равная.

Концентрация электронов и дырок в собственных полупроводниках равна:

$$n_{I} = \left(N_{C}N_{V}\right)^{1/2} e^{\frac{R_{C}}{24T}} = 2\left(\frac{2\pi\sqrt{m_{H}n_{F}}kT}{h^{2}}\right)^{3/2} e^{\frac{R_{C}}{24T}}$$
(113)

где  $N_C$  - эффективная плотность состояния у дна зоны проводимости,  $N_V$  - эффективная плотность состояния у потолка валентной зоны,  $E_g$  - ширина запрещенной зоны, k - постоянная Больцмана, Т - абсолютная температура. Следовательно электропроводность равна:,
$$\sigma_i = \sigma_0 e^{\frac{B_i}{2k^*}}$$
(114)

где  $\sigma_0$  - обозначает выражение, стоящее перед экспонентой и включающее в себя подвижность носителей.

Из формулы (114) видно, что при  $T \ge \&unlim;$ ,  $\sigma_i \ge \sigma_0$ . Зависимость  $\sigma_i(T)$  удобно представить в виде, показанном на рисунке 3.3:



*Рисунок 3.3.* Зависимость собственной проводимости полупроводника от температуры,

$$\ln \sigma_{0} = \ln \sigma_{0} - \frac{Eg}{2kT}$$
(115)

Если по оси абсцисс отложить  $T^{l}$ , а по оси ординат  $ln\sigma_{i}$ , то получится прямая, отсекающая на оси ординат отрезок, равный  $ln\sigma_{0}$ . Тангенс угла наклона этой прямой к оси абсцисс равен  $E_{g}/2kT$ . Строя такой график, можно определить постоянную  $\sigma_{0}$  и ширину запрещенной зоны  $E_{g}$ :,

$$tg\alpha = -\frac{Eg}{2k}$$
(116)

Чем больше ширина запрещенной зоны, тем меньше угол наклона  $\alpha$  (т.е. график более пологий). Итак, в собственных полупроводниках концентрация носителей весьма резко зависит от температуры и температурная зависимость их проводимости практически полностью определяется температурной зависимостью концентрации носителей. При T= концентрация носителей заряда и проводимость практически полностью определяются шириной их запрещенной зоны.

### ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ПРИМЕСНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Температурная зависимость электропроводности невырожденных примесных полупроводников, как и собственных, определяется в основном температурной зависимостью концентрации носителей. На рисунке 3.4

показаны схематические кривые зависимости *ln* для примесного полупроводника, содержащего различные количества примеси. На этих кривых можно выделить три характерные области: *ab, bc, cd*.



*Рисунок 3.4.* Зависимость проводимости примесных полупроводников от температуры

Область ab соответствует низким температурам и простирается вверх до температуры истощения примеси  $T_S$ . Концентрация носителей в этой области описывается формулой:

$$n = \left[ N_C N_A \right]^{\nu_2} e^{-R_a / \mu_1}$$
(117)

а подвижность носителей определяется в основном рассеянием на примесях и пропорциональна  $T^{3/2}$ . Следовательно электропроводность на участке *ab*:

$$\sigma_{\Pi} = \sigma_{\Pi P} e^{-\frac{p}{2} h_{2T}}$$
(118)

где  $\sigma_{\Pi 0}$ - коэффициент, слабо зависящий от температуры. Логарифмируя, находим:

$$\mathbf{h}\,\boldsymbol{\sigma}_{\boldsymbol{\Pi}} = \mathbf{h}\,\boldsymbol{\sigma}_{\boldsymbol{\Pi}} - \frac{\boldsymbol{E}_{\boldsymbol{\Pi}}}{2\boldsymbol{k}\boldsymbol{T}} \tag{119}$$

Откладывая по оси абсцисс  $T^{1}$ , а по оси ординат  $ln\sigma_{\Pi}$ , получим прямую, образующую с осью абсцисс уголь  $\alpha_{\Pi}$ , тангенс которого  $tg\alpha_{\Pi}=E_{\Pi}/2k$ 

пропорционален энергии ионизации примеси. Таким образом, область ab отвечает примесной проводимости полупроводника, возникающей вследствие ионизации примесных атомов, "примесных" приводящей к появлению носителей тока. Область bc простирается от температуры истощения примесей  $T_S$  до температуры перехода к собственной проводимости Т<sub>i</sub>. В этой области все примесные атомы ионизированы, но еще не происходит заметного возбуждения собственных носителей, в следствии чего концентрация приблизительно равной носителей сохраняется постоянной И  $n \approx N_{\pi}$ . Поэтому температурная концентрации примеси: зависимость проводимости полупроводника этой области В определяется температурной зависимостью подвижности носителей. Если основным механизмом рассеяния носителей в рассматриваемой области является рассеяние на фононах, для которого характерно уменьшение подвижности с ростом температуры, то проводимость на этом участке будет падать. Этот пример и показан на рисунке 3.4. Если же основным механизмом рассеяние на ионизированных рассеяния окажется примесях. то проводимость в области bc будет увеличиваться с ростом температуры. *cd* соответствует переходу к собственной проводимости Область полупроводника. В этой области концентрация носителей с точностью до постоянного слагаемого N<sub>Л</sub>, несущественного при достаточно высоких температурах, равна концентрации собственных носителей. Поэтому проводимость полупроводника в этой области:

В полулогарифмических координатах:  $ln\sigma$  -:- l/T графиком этой зависимости является прямая *cd*, идущая к оси абсцисс под углом, тангенс которого пропорционален ширине запрещенной зоны  $E_g$ :

# $tga_i = E_g / 2k$

Из рисунка 3.4 видно, что с увеличением концентрации примеси угол наклона участка примесной проводимости уменьшается. У вырожденных полупроводников, у которых концентрации носителей заряда почти не зависит от температуры, угол наклона этого участка определяется зависимостью подвижности от температуры.

### Лабораторная работа №4.

# Вольт-фарадные характеристики МОП-структур

ЦЕЛЬ РАБОТЫ – исследование вольт ёмкостных характеристик МОП – структур.

ОПИСАНИЕ ЛАБОРАТОРНОЙ УСТАНОВКИ И МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ

Для измерения CV – характеристик использованна установка для автоматического измерения полупроводниковых структур 13МП-100-002. Блок схема установки приведена на рис.4.1.



Рис.4.1. Блок схема установки для автоматического измерения CV-характеристик. где:

- 1) Исследуемая структура.
- 2) Зонд.

Принцип действия установки заключается в следующем. Переменное напряжение синусоидальной формы с частотой 10 МГц и напряжением 20 мВ с генератора (1) подаётся на делитель напряжения, состоящий из ёмкости С и калиброванного сопротивления R2.

Сопротивление много меньше сопротивления измеряемой ёмкости на частоте 10МГц. Напряжение снимаемое с сопротивления будет с достаточной степенью точности пропорционально измеряемой ёмкости. Далее это напряжение усиливается резонансным усилителем (2) и подаётся на линейный детектор (3). Напряжение с нагрузки детектора поступает на вход усилителя вертикального отклонения самописца (4). Для получения зависимости величины ёмкости от напряжения на МОП структуру подаётся регулируемое напряжение (5). Это же напряжение смещения одновременно подаётся на вход усилителя горизонтального отклонения самописца (4).

Микроамперметр РА1 служит индикатором утечки в окисле.

## ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

- 1. Включить измеритель CV-характеристик тумблером СЕТЬ.
- 2. Установить переключателем пределов измерения напряжений в положение «20»
- 3. Установить ручкой РЕГ. СМЕЩЕНИЯ напряжение смещения 0В.
- 4. Установить в зондовую установку, исследуемую пластину с МОП структурами и произведите контактирование с одной из МОП структур.
- 5. Установите бумагу в двухкоординатный самописец Н307/1.
- 6. Установите органы управления самописца для координат X и Y согласно таблицы 1, кнопки перо ПЕРО., и диаграмма ДИАГР. должны быть отжаты.

Таблица 1

Наименование	Условное	Положение	
	обозначение	координата	координата
		Χ	Y
Кнопка смещение			
%			
100		отжата	отжата
200		отжата	отжата
Кнопка	+/-	отжата	отжата
полярности			
напряжения			
Кнопка линейного	ВКЛ.ЛИН	нажата	нажата
масштаба			
Кнопка	ЛОГ	отжата	отжата
логарифмического			
масштаба			
Ручка	РЕГ.МАСШТ	ОТКЛ.*	ОТКЛ.*
регулировки			
масштаба			
Кнопка диапазон	V/mV	отжата	отжата
напряжений			
Переключатель		0.25	0.1
делитель			
масштаба			

(\*) – ручка поворачивается против часовой стрелки до щелчка.

- 7. Включить кнопку СЕТЬ на двухкоординатный самописец Н307/1.
- 8. Ручками установка 0. по координатам X и Y самописца добиться приемлемого расположения CV –характеристики на всём диапазоне смещающих напряжений (ручка РЕГ.СМЕЩЕНИЯ).
- 9. Произвести измерение CV характеристики МОП структуры.
- 10.1. Перевести МОП структуру в режим обогащения.
- 10.2. Затемнить структуру, закрыв крышку зондовой установки.
- 10.3. Установить перо в двухкоординатный самописец.

10.4. Перевести МОП – структуру в режим обеднения, используя переключатель АВТ. СМЕЩЕНИЕ.

10.5. Осветить МОП – структуру (открыв и закрыв крышку устройства контактирования).

Перевести МОП - структуру в режим обогащения. (отмечая на полученной характеристике направление движения по оси Х.).

- 10.Произвести измерение CV –характеристик для нескольких МОПструктур (количество измеряемых МОП – структур назначается преподавателем).
- 11. Произвести измерение CV характеристики при сильном освещении (крышка снята и МОП структура освещена мощным источником света).
- 12. Сравнить по полученным результатам вольт емкостных характеристик электрофизические параметры МОП - страктур :
- ёмкость диэлектрика;
- тип проводимости полупроводника;
- концентрацию примеси в полупроводнике;
- скорость генерации-рекомбинации в полупроводнике;
- заряд в окисле;
- плотность поверхостных состояний.

# контрольные вопросы

- 1. Что такое МДП-структура? Изобразите схему МДП-структуры. 2.,Что такое "эффект поля" в МДП-структуре? Как он проявляется при положительных и отрицательных напряжениях на металлическом электроде?
- 3. В чем проявляется процесс обеднения и обогащения приповерхностного слоя носителями заряда? Чем определяется и какова толщина обедненного и обогащенного приповерхностного слоя?

4. Чем обусловлена емкость МДП-структуры? Характер измИенения емкости от напряжения?

5. Определите тип проводимости полупроводника. Каким образом будет выглядеть вольтфарадная характеристика, если полупроводник будет иметь иной тип проводимости?

6. Что такое инверсионный слой?

7. Какими параметрами определяется емкость МДП-структуры в режиме обогащения.

8. Чем отличаются теоретическая и экспериментальная ВФХ?

9. Объясните различия ВФХ на частотах 80 Гц и 200 /кГц.

## Теоретический материал к лабораторной работе №4

Вольт-фарадные характеристики МОП-структур

Физическая сущность вольт-ёмкостной характеристики заключается в следующем: структуру металл-окисел-полупроводник можно представить, как две последовательно включённые ёмкости – независящая от напряжения ёмкость диэлектрика Сок и изменяющаяся с напряжением емкость C<sub>D</sub> (рис 4.1). CV-характеристика такой структуры приведена на рис.4.2.



*Рисунок 4.1.* МОП – структура (а) и ее эквивалентная емкостная схема (б)

При подаче на верхний электрод большого положительного смещения электроны, притягиваемые полем, накапливаются вблизи поверхности полупроводника. В результате этого концентрация объемного подвижного заряда, а значит и изменение её с изменением приложенного напряжения, т.е. ёмкость полупроводника.

В результате этого концентрация объёмного подвижного заряда, а значит и изменение её с изменением приложенного напряжения, т.е. ёмкость полупроводника, становится большой и ёмкость системы определяется ёмкостью диэлектрика. При дальнейшем увеличении напряжения емкость системы остаётся равной С<sub>ок</sub>. При уменьшении положительного смещения концентрация электронов уменьшается у поверхности и вместе ней уменьшается ёмкость полупроводника. Начиная с некоторого момента, она становится сравнимой с ёмкостью диэлектрика и её уменьшение ведёт к уменьшению ёмкости всей системы.

Ёмкость продолжает уменьшатся при переходе через нуль и при росте отрицательного смещения. В этом случае электроны вытягиваются полем из поверхностного слоя полупроводника, начинают обнажаться ионизированные доноры и начинается накопления не основных носителей – дырок.

Однако концентрация дырок пока мала по сравнению с концентрацией доноров и объёмный заряд определяется, главным образом, ими.

Вследствие неподвижности доноров изменение заряда под действием перемещённого измерительного сигнала, т.е. эффект ёмкости, происходит только за счёт подвижной границы слоя ионизированных доноров, которая, в свою очередь, удаляется от поверхности с ростом напряжения смещения. Поэтому, несмотря на общий рост объёмного заряда, величина ёмкости полупроводника уменьшается, что приводит к дальнейшему понижению ёмкости системы.

Одновременно с этим идёт процесс накопления дырок и растёт ёмкость, связанная с их перераспределением. Наконец, эта ёмкость становится сравнимой с ёмкостью обеденного слоя и её рост начинает опережать уменьшение ёмкости, связанной с донорами. В этот момент CV-характеристика проходит через минимум. В дальнейшем ёмкость системы при измерении на низких частотах начинает быстро возрастать.



*Рисунок 4.2.* Характеристики ВФХ МОП – структуры: 1 – низкочастотная; 2 – высокочастотная; 3 – высокочастотная неравновесная.

Когда ёмкость полупроводника становится сравнимой с ёмкостью диэлектрика, рост полной ёмкости замедляется, а при значительном превышении ёмкости системы снова определяется ёмкостью диэлектрика, т.е. снова получается плато C<sub>max</sub>=C<sub>ok</sub> (рис. 4.2, кривая 1),как при больших положительных напряжениях смещения. Этот процесс происходит только в том случае, если все типы зарядов имеют в каждый момент времени стационарное распределение, соответствующее величине напряжения, приложенного в данный момент к структуре, т.е. все типы зарядов успевают «следить» за любым изменением как смещающего, так и переменного измерительного сигнала. Однако это имеет место только при малых частотах. С увеличением частоты первыми перестают успевать «следить» за изменением напряжения не основные носители заряда. Это связано с тем, что процесс перераспределения не основных носителей определяется процессом рекомбинации и генерации, и в том случае, если период изменяющегося сигнала становится меньше времени рекомбинации, не основные носители перестают реагировать на сигнал. Эта предельная частота в зависимости от времени жизни в материале может меняться от 10 до 10-5 Гц. При больших частотах отрицательная ветвь характеристики изменяется и имеет вид показанный на рис.4.2, кривая 2. При этих частотах дырки не успевают следить за переменным измерительным сигналом и не дают эффекта полупроводника определяется ёмкости, т.е. ёмкость только слоем ионизированных доноров. С другой стороны не основные носители заряда под действием медленно изменяющегося смещающего напряжения попрежнему накапливаются в при поверхностной области полупроводника и при достаточно большой плотности экранируют объём полупроводника от

80

дальнейшего проникновения электрического поля смещающего сигнала. Вследствие этого расширение области пространственного заряда ионизированных доноров прекращается и перестаёт изменяться связанная с этим ёмкость. Следовательно, ёмкость полупроводника, а значит и всей системы остаётся постоянной с изменением смещающего напряжения и CVхарактеристика выходит на плато.

Если скорость изменения смещающего напряжения будет также больше скорости перераспределения дырок, то прекратится и накопление дырок в приповерхностном слое. В этом случае граница слоя ионизированных доноров будет непрерывно удалятся с ростом отрицательного напряжения и величина ёмкости будет непрерывно падать. Вольт-ёмкостная характеристика для этого случая представлена на рис.4.2, кривая 3.

Физическая сущность СТ-характеристик заключается в следующем: При сигнала МОП высокой частоте измеряющего структура из режима аккумуляции резко переводится в режим сильного обеднения. Физические процессы происходящие при ЭТОМ описаны выше, при снятии высокочастотной СV-характеристики в неравновесных Т.к. условиях. изменение смещающего напряжения определяется только скоростью зарядки МОП конденсатора, то в начальный момент времени не будет происходить накопления дырок в приповерхностной области, и граница ионизированных доноров удалится в глубину кремния. При этом ёмкость МОП структуры резко упадёт. Если в дальнейшем не снимать смещающего напряжения, то с течением времени будет происходить накопление неосновных носителей заряда и ёмкость будет возрастать до установления режима инверсии. Время, за которое ёмкость структуры из режима сильного обеднения изменится до значения ёмкости в режиме инверсии, будет называтся временем релаксации обеднённого слоя.

### 4.2. МДП-транзисторы

Реальная структура МДП-транзистора с *n*-каналом, выполненного на основе полупроводника, показана на рис. 4.2. Металлический электрод, создающий эффект поля, называют *затвором* (3). Два других электрода называют *истоком* (И) и *стоком* (С). Эти электроды в принципе обратимы.



Рис. 4.2. Структура МДПтранзистора с индуцированным пканалом

Стоком является тот из них, на который соответствующей полярности (при напряжения) поступают рабочие носители канала. Если канал *n*-типа, то рабочие носители электроны И полярность стока положительная. Исток обычно соединяют с основной пластиной полупроводника, которую называют подложкой (П).

Принцип действия. В идеальном случае, когда равновесный потенциал

поверхности равен нулю ( $\varphi_{so} = 0$ ) МДП-транзистор с *n*-каналом работает следующим образом. Пусть затвор соединен с истоком, т.е.  $U_{3u} = 0$ . При этом канал отсутствует и на пути между стоком и истоком оказываются два встречновключенных  $p-n^+$ -перехода. Поэтому при подаче напряжения  $U_{cu}$  ток в цепи стока будет ничтожно мал.

Если подать на затвор отрицательное напряжение, то приповерхностный слой обогатится дырками; при этом ток в рабочей цепи мало изменится. Если же подавать на затвор все большее положительное смещение  $U_{341} > 0$ , то сначала образуется обедненный слой (объемный заряд акцепторов), а затем – инверсный слой электронов, т.е. проводящий канал. После этого ток стока принимает конечное значение и зависит от напряжения на затворе. Это и есть рабочий режим МДП-транзистора. Поскольку входной ток (в цепи затвора) ничтожно мал, получается значительное усиление мощности.

Каналы, отсутствующие в равновесном состоянии и образующиеся под действием внешнего напряжения, называют *индуцированными*. Толщина индуцированного канала практически неизменная (1-2 нм), поэтому модуляция его проводимости обусловлена изменениями концентрации носителей. Напряжение на затворе, при котором образуется канал, называют *пороговым напряжением* и обозначают  $U_0$ . Длина канала L равна расстоянию между слоями истока и стока, а ширина Z – протяженности этих слоев (рис. 4.2).

Если выбрать подложку *n*-типа, а слои истока и стока сделать  $p^+$ -типа, то получится МДП-транзистор с индуцированным *p*-каналом. Он характерен обратными полярностями порогового и рабочих напряжений:  $U_0 < 0$ ,  $U_{3u} < 0$ ,  $U_{cu} < 0$ .

Электронные схемы, в которых используется сочетание транзисторов с *n*- и *p*-каналами, называют комплементарными схемами.

Подложку МДП-транзисторов стараются делать из материала с высоким удельным сопротивлением, с тем, чтобы облегчить образование канала и увеличить пробивное напряжение переходов истока и стока.

В принципе механизм работы и свойства МДП-транзисторов одинаковы. Однако есть и некоторые различия. Во-первых, *n*-канальные транзисторы более быстродействующие, так как подвижность их рабочих носителей – электронов – примерно в три раза выше, чем дырок. Во-вторых, у *n*- и *p*-канальных транзисторов структура приповерхностного слоя в равновесном состоянии оказывается разной, и это отражается на величине порогового напряжения.

Различие в структуре приповерхностного слоя объясняется разным влиянием положительного заряда, который обычно имеется в окисле. В подложке *n*-типа этот заряд создает обогащенный слой, который препятствует образованию *p*-канала, соответственно пороговое напряжение у *p*-канальных транзисторов увеличивается. В подложке *p*-типа тот же заряд создает обедненный слой, т.е. способствует образованию *n*-канала; соответственно пороговое напряжение у *n*-канальных транзисторов уменьшается.

82



**Рис. 4.3.** Структура МДП-транзистора со встроенным *n*-каналом

Иногда положительный заряд в окисле может образовать не только обедненный, но и инверсионный слой, т. Е. *п*-канал. Поскольку такой канал существует при нулевом напряжении на затворе, его уже нельзя считать индуцированным (т.е. наведенным полем затвора). Значит, величина порогового напряжения теряет свой обычный смысл. В

транзисторах этого типа канал называют встроенным (т. Е. имеющимся «заранее»), а вместо порогового напряжения вводят параметр напряжение отсечки. Это – напряжение, при котором электроны равновесного инверсионного слоя отталкиваются от поверхности и встроенный канал исчезает<sup>5</sup>. Вообще говоря, наличие встроенного канала не является препятствием для использования МДП-транзисторов. Такие транзисторы работают при обеих полярностях напряжения затвора: при отрицательной полярности канал обедняется носителями, и ток стока уменьшается, при положительной полярности канал обогащается и ток увеличивается. Однако транзисторы С индуцированным каналом имеют гораздо большее распространение, хотя они работают только при одной полярности напряжения на затворе – той, при которой возникает канал. В тех сравнительно редких случаях, когда встроенный канал желателен, его обычно специально осуществляют в виде тонкого приповерхностного слоя с помощью ионного легирования (рис. 4.3).

В дальнейшем рассматриваются только транзисторы с индуцированным *n*-каналом.

Пороговое напряжение. Напряжение затвора наводит В ПОлупроводнике тем больший удельный заряд (на единицу площади), чем больше удельная емкость между металлом и поверхностью полупроводника. Значит, удельная емкость затвор-канал определяет управляющую способность затвора и поэтому является одним из важных параметров МДП-транзистора. Эта емкость имеет вид

$$C_0 = \varepsilon_0 \varepsilon_{\rm g} / d, \tag{120}$$

где d – толщина диэлектрика;  $\varepsilon_{\pi}$  – его диэлектрическая проницаемость. Уменьшение величины d желательно, но ограничено пробоем диэлектрика. Типичные значения толщины двуокиси кремния составляют d = 0,01-0,1мкм. Если положить d = 0,03 мкм, и  $\varepsilon_{\pi} = 3,9$  (для SiO<sub>2</sub>), то  $C_0 \approx 1000$  пФ/мм<sup>2</sup>.

Пороговое напряжение  $U_0$  можно разделить на две составляющие (рис.  $(4.4)^6$ ).

$$U_o = U_{OF} + U_{OB} \tag{121}$$

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup> Для того чтобы предотвратить образование равновесного канала, при изготовлении n-канальных МДПтранзисторов приходится использовать специальные меры по обработке поверхности кремния и диэлектрика, а также использовать подложку с повышенной концентрацией акцепторов. Все это делает технологию n-канальных транзисторов несколько сложнее, чем p-канальных.

<sup>&</sup>lt;sup>6</sup> На зонной диаграмме положительные значения электрических потенциалов откладываются вниз.

Составляющая  $U_{0F}$  – это напряжение спрямления зон; оно сводит к нулю равновесный поверхностный потенциал  $\varphi_{so}$ , т.е. ликвидирует начальное искривление зон (ср. кривые *1* и *2*). На рис. 4.4 начальное искривление принято противоположным тому, которое необходимо для образования канала.

Составляющая  $U_{0B}$  – это напряжение изгиба зон: оно обеспечивает изгиб зон в сторону, необходимую для образования канала (кривая 3) и создает поверхностный потенциал  $\varphi_{sm}$ , при котором уровень электростатического потенциала пересекает уровень Ферми. Таким образом, напряжение  $U_{0F}$  характеризует полупроводника к образованию канала; если  $\varphi_{so} = 0$ , то и  $U_{0F} = 0$ , а если равновесные зоны искривлены вниз, то  $U_{0F} < 0$ . Что касается напряжения  $U_{0B}$ , то оно определяет значение порогового напряжения в «идеальных» условиях, когда поверхностный потенциал равен нулю.

Напряжение  $U_{0F}$  выражается следующим образом:

$$U_{OF} = \varphi_{MS} + Q_{OS} / C_O \tag{122a}$$

*Ф*<sub>MS</sub> – контактная

где  $Q_{0s}$  – равновесный удельный заряд поверхности, включающий в себя заряд поверхностных состояний и заряд, обусловленный ионами примесей в

диэлектрике;

диэлектриком.

потенциалов



Рис. 4.4. Зонные диаграммы МДП-транзистора при напряжениях от 0 до U<sub>0</sub>

экспериментально и составляет обычно 5·10<sup>-9</sup> – 5·10<sup>-8</sup> Кл/см<sup>2</sup>. Напряжение U<sub>OB</sub> выражается следующим образом:

между

Величина

$$U_{OB} = \varphi_{sm} + \frac{a}{C_O} \sqrt{\varphi_{sm}}, \qquad (1226)$$

где

$$a = \sqrt{2q\varepsilon_0\varepsilon_{\Pi}N} \tag{123}$$

разность

получается

И

металлом

 $Q_{0s}$ 

– коэффициент, характеризующий влияние объемного заряда в подложке ( $\varepsilon_{\rm n}$  —

диэлектрическая проницаемость полупроводника; *N* — концентрация примеси).

Обычно полагают  $\varphi_{sm} = 2\varphi_F$ , где  $\varphi_F - модуль$  разности между уровнем Ферми и уровнем электростатического потенциала в объеме полупроводника (рис. 4.4). Например, если  $N = 10^{16}$  см<sup>-3</sup>, то  $\varphi_F \approx 0.3$  В и, значит,  $\varphi_{sm} = 0.6$  В; согласно (123)  $a \approx 5 \cdot 10^{-8} \Phi \cdot B^{\frac{1}{2}} \cdot cm^2$ . Полагая  $C_0 = 10^{-7} \Phi/cm^2$  (см. выше), из (1226) получаем:  $U_{OB} \ll 1.0$  В. Практически значения полного порогового напряжения лежат в пределах  $U_0 = 0.5 \cdot 1.5$  В.

Статические характеристики. Рассмотрим влияние тока на структуру канала. Если напряжение  $U_{cu} = 0$ , то поверхность полупроводника

эквипотенциальна, поле в диэлектрике однородное и толщина образовавшегося канала h одинакова на всем протяжении (рис. 4.5, a). Если же  $U_{cu} > 0$ , то протекает ток и потенциал поверхности возрастает от истока к стоку. Значит, разность потенциалов между затвором и поверхностью в направлении стока уменьшается. Соответственно уменьшаются напряженность поля в диэлектрике и удельный заряд электронов в канале. Поэтому сечение канала вблизи точки x = L сужается (рис. 4.5,  $\delta$ ).



**Рис 4.5.** Распределение поля и зарядов в МДП-транзисторе при нулевом (*a*) и наибольшем положительном (*б*) напряжениях на стоке

При некотором критическом напряжении на стоке, которое называют напряжением насыщения, разность потенциалов между затвором и поверхностью в точке x = L делается равной пороговому напряжению. Образуется так называемая «горловина» канала (рис. 4.6, а).

Напряжение насыщения имеет вид

$$U_{CH} = U_{3H} - U_0 \tag{124}$$

При напряжениях  $U_{cu} > U_{ch}$  слой объемного заряда, который до сих пор отделялся от поверхности каналом, «выходит на поверхность» на участке  $\Delta L$ , а «горловина» канала соответственно сдвигается в точку L' (рис. 4.6,  $\delta$ )<sup>7</sup>. Вследствие этого происходит укорочение канала на величину  $\Delta L$ ; потенциал «горловины» в точке L' сохраняет значение  $U_{ch}$ , которое было в начале насыщения.



Рис 4.6. Распределение поля и зарядов в МДП-транзисторе: a – на границе насыщения ( $U_{cu} = U_{ch}$ );  $\delta$  – в области насыщения ( $U_{cu} > U_{ch}$ )

<sup>&</sup>lt;sup>7</sup> Процессы образования «горловины» канала и ее сдвига просматриваются гораздо яснее в полевых транзисторах, где канал несравненно толще (рис. 4.13)

Величина  $\Delta L$  (приповерхностная ширина объемного заряда) зависит от разности напряжений на этом участке  $U_{cu} - U_{ch}$ . Зависимость эта такая же, как зависимость ширины *p*–*n*-перехода от обратного напряжения:  $\Delta L - (U_{cu} - U_{ch})^{\frac{1}{2}}$ .

После образования «горловины» канала ток в рабочей цепи практически перестает зависеть от напряжения на стоке – наступает насыщение тока (рис. 4.7, a), откуда и название напряжение  $U_{ch}$ .

Анализ, выполненный с учетом описанных процессов, приводит к выражению для ВАХ, которое неудобно для инженерных расчетов (из-за наличия членов в степени 3/2). Поэтому на практике пользуются аппроксимациями ВАХ, из которых наиболее простой и распространенной является следующая:



Рис. 4.7. Статические характеристики МДП-транзистора: *а* – выходные; *б* – передаточные

Здесь *b* – *удельная крутизна* МДП-транзистора (один из его основных параметров):

$$b = \mu C_o \frac{Z}{L} = \frac{\varepsilon_o \varepsilon_A}{d} \frac{Z}{L},$$
(126)

где  $\mu$  – приповерхностная подвижность носителей (она обычно в 2-3 раза меньше объемной); *Z* – ширина канала. При значениях  $\mu$  = 550 см<sup>2</sup>/(B•c), *Z/L* = 10 и  $C_0 = 10^{-7} \, \Phi/\text{сm}^2$  получаем типичное значение  $b \approx 0.5 \text{ мA/B}^2$ .

Выражение (125) действительно только при условии  $U_{cu} < U_{ch}$ , т.е., как говорят, на начальных – *крутых* участках ВАХ (см. рис. 4.7,а). Если же  $U_{cu} > U_{ch}$ , то ток не меняется и остается равным тому значению, которое он имеет при  $U_{cu} = U_{ch}$ . Поэтому, подставляя (124) в (125), получаем выражение для области насыщения, т.е. для *пологих* участков ВАХ:

$$I_{c} = \frac{1}{2}b(U_{3H} - U_{O})^{2}.$$
 (127)

Этому выражению соответствует на рис 4.7,  $\delta$  кривая с параметром  $U_{ch}$ .

Обычно *номинальным током* МДП-транзистора считается ток при напряжении  $U_{34} = 2U_0$ , т.е.

$$I_{C HOM} = \frac{1}{2} b U_0^2.$$
(128)

Как видим, чем меньше пороговое напряжение, тем меньше рабочий ток. Номинальному режиму, т.е. значению  $U_{3u} = 2U_0$ , согласно (124) соответствует напряжение насыщения  $U_{cu} = U_0$ . Следовательно, малые значения  $U_0$  обеспечивают и малые токи, и малые рабочие напряжения транзистора.

Выражения (125) и (127) имеют широкое распространение благодаря своей простоте и наглядности. Однако они дают значительную погрешность при расчетах, если концентрация примеси в подложке превышает 10<sup>15</sup> см<sup>-3</sup>, что обычно имеет место. Поэтому в тех случаях, когда это необходимо, вместо (125) пользуются более точной аппроксимацией:

$$I_{C} = b \Big[ (U_{3H} - U_{O}) U_{CH} - \frac{1}{2} (1 + \eta) U_{CH}^{2} \Big], \qquad (129)$$

где поправочный коэффициент  $\eta$  имеет вид

$$\eta = \frac{1}{3} \frac{a/C_o}{\sqrt{\varphi_{sm}}}.$$
(130)

Например, если  $a/C_0 = 0.5 \text{ B}^{\frac{1}{2}}$  (как было выше) и  $\varphi_{\text{sm}} = 0.6 \text{ B}$ , то  $\eta \approx 0.22$ .

Дифференцируя (129) по  $U_{cu}$  и полагая  $dI_c/dU_{cu} = 0$ , находим напряжение насыщения:

$$U_{CH} = \frac{1}{1+\eta} (U_{3H} - U_O).$$
(131)

Оно оказывается меньше, чем при расчете по (124). Подставляя (131) в (129), получаем уточненную ВАХ для пологой области – области насыщения

$$I_{C} = \frac{1}{2} \frac{b}{1+\eta} (U_{3H} - U_{O})^{2}.$$
 (132)

До сих пор считалось, что исток соединен с подложкой. Бывают случаи, когда подложка имеет отрицательный потенциал  $U_{nu}$  относительно истока (например, в интегральных схемах, у которых подложка общая для всех транзисторов)<sup>8</sup>. Тогда напряжение, падающее на слое объемного заряда, увеличивается, и это приводит к поправке для напряжения изгиба зон:

$$U_{OB} = \varphi_{sm} + \frac{a}{C_O} \sqrt{\varphi_{sm} + |U_{\Pi H}|}$$
(133)

При этом напряжение  $U_{\text{пи}}$ , естественно, войдет и в выражение (127). Соответственно ток  $I_c$ , вообще говоря, будет функцией двух напряжений:  $U_{3u}$ и  $U_{\text{пи}}$ , т.е. возможно *двойное управление током*.

С учетом влияния подложки характеристику (132) можно заменить следующей:

т. е. нарушится принцип работы униполярных транзисторов.

<sup>&</sup>lt;sup>8</sup> Положительное напряжение на подложке (в случае *n*-канального транзистора) недопустимо, так как *p*–*n*-переход истока будет работать в прямом включении и будет иметь место инжекция электронов в подложку,

$$I_{C} = \frac{1}{2} \frac{b}{1+\eta} \left( U_{3H} - U_{O} - \frac{2}{3} \eta |U_{\Pi H}| \right)^{2}.$$
 (134)

Как видим, наличие напряжения между подложкой и истоком равносильно увеличению порогового напряжения.

В заключение рассмотрим начальные крутые участки ВАХ, которые широко используются в ключевых (импульсных) схемах. Полагая

$$U_{CM} << U_{3M} - U_{O},$$

можно пренебречь квадратичным членом в выражении (125) и получить линейную зависимость

$$H_{C} = b(U_{3H} - U_{O})U_{CH}.$$
 (135)



Рис. 4.8. Начальные

Соответствующее семейство ВАХ показано на рис. 4.8. Коэффициент при U<sub>си</sub> в правой части (135) называется проводимостью канала, а обратная величина — сопротивлением канала:

$$R_o = \frac{1}{b(U_{3H} - U_o)}.$$
 (136)

Как видим, сопротивление канала можно регулировать В широких пределах, меняя напряжение затворе. на Такая возможность квазилинейные участки используется на практике. Если полож выходных характеристик = 4 В и b = 0.5 мА/В<sup>2</sup>, то  $R_0 = 0.5$  кОм. МДП-транзистора используется на практике. Если положить  $U_{34} - U_0$ 

Малосигнальные параметры. B усилительной технике используются пологие участки ВАХ – область насыщения. Этой области свойственны наименьшие нелинейные искажения сигналов и оптимальные значения малосигнальных параметров, CVщественных для усиления.

Малосигнальными параметрами МДП-транзистора являются:

крутизна

$$S = \frac{dI_C}{dU_{3H}}\Big|_{U_{CH}=const};$$

внутреннее сопротивление

$$r_{\rm c} = \frac{r_{\rm C} = \frac{CH}{dI_{\rm C}}\Big|_{U_{3H}=const}}{k = \frac{dU_{CH}}{dU_{3H}}\Big|_{I_{\rm C}=const}}.$$

 $dU_{cu}$ 

коэффициент усиления<sup>9</sup>

Эти три параметра связаны соотношением

$$k = Sr_0 \tag{137}$$

Крутизна в области насыщения легко определяется из выражения (127):

<sup>&</sup>lt;sup>9</sup> Обычно коэффициент усиления электронных приборов обозначают через µ, но это обозначение в теории МДП-транзисторов совпадает с обозначением подвижности, и мы его избегаем.

$$S = b(U_{3H} - U_o). (138a)$$

Как видим, крутизна пропорциональна параметру *b*. Название последнего (удельная крутизна) обусловлено тем, что при  $U_{3u} - U_0 = 1$ В величина *b* численно равна крутизне. С помощью выражений (138*a*) и (127) легко установить связь крутизны с рабочим током:

$$S = \sqrt{2bI_c} \tag{1386}$$

Например, при b = 0.5 мА/В<sup>2</sup> и  $I_c = 1$  мА получаем: S = 1,0 мА/В.

Если использовать более точную формулу (132), то крутизна будет меньше, чем при расчете по формулам (138), поскольку величина b заменяется на  $b/(\eta + 1)$ .

Внутреннее сопротивление на пологом участке ВАХ обусловлено зависимостью длины канала от стокового напряжения (рис. 4.6,  $\delta$ ). Рост напряжения  $U_{cu}$  сопровождается увеличением ширины стокового перехода  $\Delta L$  и соответственно уменьшением длины канала L'. При этом возрастает удельная крутизна b, а вместе с нею и ток стока  $I_c$  Внутреннее сопротивление равно

$$r_{C} = \left(L_{\sqrt{\frac{2qN}{\varepsilon_{0}\varepsilon_{\Pi}}}}\right) \frac{\sqrt{U_{C}}}{I_{C}}$$
(139)

Полагая  $N = 10^{16}$  см<sup>-3</sup>,  $U_c = 4$  B,  $I_c = 1$  мА, L = 10 мкм, получаем  $r_c = 100$  кОм.

Перемножив (139) и (138 $\delta$ ), получим коэффициент усиления *k*. Он не зависит от длины канала; его типичные значения составляют 50–200 (в зависимости от ширины канала *Z*).

Выше было отмечено, что МДП-транзистор может управляться не только напряжением затвора, но и напряжением подложки. Дифференцируя (134) по |U<sub>пи</sub>|, получаем *крутизну по подложке*:

$$S_{\Pi} = -\frac{2}{3} \frac{\eta}{1+\eta} b \left( U_{3H} - U_0 - \frac{2}{3} |U_{\Pi H}| \right)$$
(140)

Знак минус говорит о том, что ток  $I_c$  уменьшается с увеличением напряжения  $|U_{\text{пи}}|$ . Дифференцируя (134) по  $U_{3u}$ , получаем *крутизну по затвору:* 

$$S_{3} = \frac{b}{1+\eta} \left( U_{3H} - U_{0} - \frac{2}{3}\eta |U_{\Pi H}| \right)$$
(141)

Как видим, наличие напряжения  $|U_{nu}|$  приводит к уменьшению крутизны  $S_3$ .

Отношение крутизны  $S_{\pi}$  и  $S_{3}$  находится в прямой зависимости от коэффициента  $\eta$ , т.е. в конечном счете, определяется толщиной диэлектрика и концентрацией примеси в подложке. Обычно  $|S_{\pi}| < S_{3}$ .

В любом случае предпочтительно управление по затвору, потому что при этом входное сопротивление, определяемое диэлектриком, несравненно больше (при управлении по подложке входное сопротивление определяется обратным током истокового *p*–*n*-перехода).

В заключение отметим, что рассматривавшееся во всех предыдущих разделах включение МДП-транзистора с общим истоком ОИ (рис 4.9, a) – наиболее распространенное, но не единственно возможное. Иногда используется включение с общим затвором ОЗ (рис. 4.9, b). Оно характерно весьма низким входным сопротивлением (близким к величине 1/S) и потому находит применение только в некоторых специальных схемах.



**Рис. 4.9.** Включение МДП-транзистора с общим истоком (*a*) и с общим затвором (б)

Стабильность параметров. При заданных напряжениях на затворе и стоке ток стока зависит от температуры. Эта зависимость проявляется через параметры *b* и  $U_0$ . Функция b(T) обусловлена температурной зависимостью подвижности носителей, а функция  $U_0(T)$  – температурной зависимостью уровня Ферми [см. (4.36), где  $\varphi_{sm} = 2\varphi_F$ ].

С ростом температуры и удельная крутизна, и пороговое напряжение уменьшаются, причем уменьшение этих параметров влияет на ток в противоположных направлениях, см. (127) и (132). Существует такое значение тока  $I_c$ , при котором влияния зависимостей b(T) и  $U_0(T)$  уравновешиваются. Это стабильное значение называют *критическим током*. Наличие критического тока — важная отличительная черта МДП-транзисторов, она обеспечивает возможность температурной стабилизации схем простейшим путем — выбором рабочего тока.

Из условия  $dI_c/dT = 0$  (с учетом производных  $\partial b/\partial T$  и  $\partial U_0/\partial T$ ) можно получить напряжение на затворе, соответствующее критическому току:

$$U_{3UKP} - U_O = (0,8-2,4)B \tag{142}$$

(минимальное значение соответствует концентрации примеси в подложке  $10^{18}$  см<sup>-3</sup>, максимальное – концентрации  $10^{15}$  см<sup>-3</sup>). Обычно критический ток в 5–10 раз меньше номинального, определяемого формулой (128).

В диапазоне  $I_c > I_{c \ \kappa p}$  (в частности, при номинальном токе) температурный коэффициент тока положительный, а в диапазоне  $I_c < I_{c \ \kappa p}$ (микрорежим) – отрицательный. Температурную нестабильность тока принято характеризовать не приращением тока  $\Delta I_c$ , а эквивалентным приращением  $\Delta U_{3u}$ , которое получается из очевидного соотношения:  $\Delta U_{3u} = \Delta I_c$ /S. Для токов, близких к критическому, характерны температурные чувствительности  $\pm 0,5$  мВ/°С, для «сверхкритических» токов они составляют +(8-10) мВ/°С, а для «субкритических» – (4–6) мВ/°С.

Крутизна МДП-транзистора зависит от температуры через те же параметры b и  $U_0$ , что и ток. Поэтому наряду с понятием критического тока существует понятие *критической крутизны*, для которой влияния зависимостей b(T) и  $U_0(T)$  уравновешиваются. Критическая крутизна получается при токе, меньшем критического.

Тот факт, что главная рабочая часть МДП-транзистора – канал – граничит непосредственно с инородной средой – диэлектриком, оказывает значительное влияние на стабильность параметров. Главное проявление нестабильности состоит в изменениях порогового напряжения. Эти изменения обусловлены в первую очередь изменениями равновесного поверхностного заряда Q<sub>0s</sub> [см. (122*a*)].

При протекании тока неизбежно происходит обмен электронами между каналом и ловушками, имеющимися в диэлектрической пленке. Важным следствием такого обмена являются флуктуации тока – одна из главных составляющих собственных ШУМОВ транзистора. Эта составляющая относится к категории избыточных шумов, т.е. шумов не неизбежных, обусловленных не дискретной структурой потока носителей, а «привходящими» обстоятельствами, в данном случае – наличием близлежащего диэлектрика. Повышенный уровень собственных ШУМОВ \_ ОДИН ИЗ недостатков МДП-транзисторов.

Переходные И частотные характеристики. Малосигнальная эквивалентная схема МДП-транзистора показана в общем виде на рис. 4.10, а. Поскольку подразумевается работа транзистора на пологих участках ВАХ, в качестве сопротивления канала использована величина r<sub>c</sub>. Элементами, отражающими усилительную способность транзистора, являются источники тока  $S_3 U_{34}$  и  $S_{\Pi} U_{\Pi 4}$ . Сопротивления  $R_{34}$  и  $R_{3c}$  – это сопротивления диэлектрика затвора: ими обычно пренебрегают, так как они имеют значения 10<sup>13</sup>-10<sup>14</sup> Ом и более. Сопротивления R<sub>пи</sub> и R<sub>пс</sub> – это обратные сопротивления *p*-*n*переходов истока и стока; их значения составляют  $10^{10}$ – $10^{11}$  Ом. Емкости  $C_{\pi\mu}$ и  $C_{\rm nc}$  – это барьерные емкости тех же переходов; их значения зависят прежде всего от площадей истока и стока. Если, например, размеры обоих этих электродов составляют 20х40 мкм<sup>2</sup>, то при удельной емкости 150 пФ/мм<sup>2</sup> получаем  $C_{\text{пи}} = C_{\text{пс}} = 0,12$  пФ. Наконец, емкости  $C_{3\mu}$  и  $C_{3c}$  – это емкости металлического электрода затвора относительно слоев истока и стока.



# Рис. 4.10. Малосигнальные эквивалентные схемы МДП-транзистора: a – эквивалентная; $\delta$ – упрощенная при $U_{nu} = 0$

В том наиболее распространенном случае, когда исток соединен с подложкой, источник тока  $S_{\Pi}U_{\Pi u}$  отсутствует, а сопротивление  $R_{\Pi u}$  емкость  $C_{\Pi u}$  оказываются закороченными. Если, кроме того, пренебречь сопротивлениями диэлектрика  $R_{3u}$  и  $R_{3c}$ , получаем для данного случая эквивалентную схему, показанную на рис. 4.10,  $\delta$  (индекс «з» у крутизны для простоты опущен). Эта схема служит основой большинства практических



Происхождение емкостей С<sub>зи</sub> и С<sub>зс</sub> показано на рис. 4.11. Они обусловлены так называемым *перекрытием областей истока и стока затвором* (коротко – *перекрытием затвора*). Имеется в виду, что по технологическим причинам часто не удается расположить электрод затвора точно между слоями

# Рис. 4.11. Перекрытие затвора

расположить электрод затвора точно между слоями ие  $n^+$ , как показано на идеализированной структуре (рис. 4.2). Тогда между краями затвора и этими

слоями образуются паразитные емкости  $C_{3u}$  и  $C_{3c}$ . Обычно эти емкости в несколько раз меньше барьерных, но их роль (особенно емкости  $C_{3c}$ ) весьма существенна.

Емкость между затвором и каналом (С<sub>3</sub>) на рис. 4.10 не показана, так как вносимая ею инерционность отражена комплексным характером крутизны (см. ниже).

Инерционность МДП-транзисторов по отношению к быстрым изменениям управляющего напряжения  $U_{3u}$  обусловлена двумя факторами: перезарядом емкости затвора  $C_3$  и перезарядом межэлектродных емкостей.

Первый фактор можно пояснить следующим образом. Скачок напряжения  $U_{3u}$  вызывает изменение поля в диэлектрике вблизи истока. До тех пор, пока это изменение не распространится до стока, ток  $I_c$  остается неизменным. Время распространения определяется скоростью заряда емкости  $C_3$  через сопротивление канала.

Второй фактор связан с тем, что если даже ток  $I_c$  возрастает скачком, то напряжение  $U_c$ , а значит, и ток во внешней цепи, будут нарастать плавно – по мере перезаряда межэлектродных емкостей. Скорость этого перезаряда зависит от внешних сопротивлений, т.е. не определяется свойствами собственно транзистора. Однако при прочих равных условиях она тем больше, чем меньше межэлектродные емкости. В этом смысле значения емкостей транзистора являются показателем его быстродействия.

Из сказанного ясно, что относительная роль обоих инерционных факторов в принципе неоднозначна и во многом зависит от схемы. Вместе с емкости С<sub>3</sub>) тем ясно, что первый фактор (время заряда является предельное быстродействие лимитирующим: ОН определяет МДПтранзистора в режиме короткого замыкания цепи стока (когда влияние межэлектродных емкостей отсутствует).

Цепь затвора, строго говоря, представляет собой систему с распределенными параметрами. В инженерной практике целесообразно аппроксимировать ее простой RC-цепью в виде емкости затвора  $C_3$  и сопротивления канала  $R_0$ .

Сопротивление канала выражается формулой (136), а емкость затвора легко записать, зная площадь затвора (ZL) и его удельную емкость (120):

$$C_{_{3}} = \frac{\varepsilon_{_{0}}\varepsilon_{_{\mathcal{I}}}}{d}ZL.$$
(143)

Заряд и разряд RC-цепи описываются простейшей экспоненциальной функцией. Такой же функцией будет описываться крутизна транзистора, поскольку она характеризует изменения тока  $I_c$  при заданном скачке напряжения  $U_{3u}$ . Следовательно, в операторной форме крутизну можно записать следующим образом:

$$S(s) = \frac{S}{1 + s\,\tau_s},\tag{144}$$

где  $\tau_{\rm s} = C_3 R_0$  – постоянная времени крупизны. В комплексной форме кругизна будет иметь вид

$$S = \frac{S}{1 + \frac{j\omega}{\omega_s}},\tag{145}$$

где  $\omega_s = 1/\tau_s$  – граничная частота крутизны. Модуль и фаза выражения (145) будут соответственно амплитудно-частотной и фазо-частотной характеристиками крутизны.

Постоянную времени  $\tau_s$  легко получить, умножая емкость затвора (143) на сопротивление канала (136). С учетом (126) получаем:

$$\tau_{s} = \frac{L^{2}}{\mu (U_{3H} - U_{0})}.$$
(146)

Например, если L = 10 мкм,  $\mu = 500 \text{ см}^2/\text{B}\cdot\text{с}$  и  $U_{3\mu} - U_0 = 4$  B, то  $\tau_s = 0.5$  нс. Тогда  $f_s = (1/2\pi)\omega_s \approx 300$  МГц.

Из выражения (146) очевидна предпочтительность *n*-канала перед *p*каналом (большая подвижность  $\mu$ ), а также определяющая роль длины канала. У современных МДП-транзисторов удается делать длину канала менее 1 мкм. При этом  $\tau_s < 0,01$  нс и  $f_s > 15$  ГГц. *Такие значения параметров* часто позволяют пренебречь инерционностью крутизны, и считать, что инерционность МДП-транзистора обусловлена только межэлектродными и паразитными емкостями.

#### Литература

- 1. Марголин В. И., Жабреев В. А., Тупик В. А. Физические основы микроэлектроники. издательство: Академия, 2008 400 с.
- 2. Беккер Я. М., Ткалич В. Л. «Диагностика, контроль и прогнозирование надежности БИС ЗУ», СПб., СПб ГУ ИТМО, 2005 г.
- 3. Нанотехнологии в электронике. Под редакцией Чаплыгина Ю. А. М.: Техносфера, 2005. 448 с.
- 4. Пул Ч., Оуэнс Ф. Нанотехнологии. М.: Техносфера, 2005. 336 с.
- 5. Алексеенко А. Г. Основы микросхемотехники. М.: Физматлит, 2002.
- 6. Булычев А. Л. и др. Электронные приборы. М.: Лайт Лтд., 2000. 200с.
- 7. Быстров Ю. А., Гамкрелидзе С. А., Иссерлин Е. Б., Черепанов В. П. Электронные приборы и устройства на их основе: Справочная книга. – М.: ИП РадиоСофт, 2002.
- 8. Высокотемпературная сверхпроводимость. Фундаментальные и прикладные исследования. Сборник научных статей. Т.1-2, Л., «Машиностроение», Лен. отдел, 1990 г.
- 9. Драгунов В. Г., Неизвестный И. Г., Гридчин В. А. Основы наноэлектроники. Новосибирск: Издательство НГТУ,2000.
- 10. Маллер Р., Кейминс Т. Элементы интегральных схем: Пер. с анг. М.: Мир, 1989. 630 с.
- 11. Пасынков В. В., Чиркин Л. К. Полупроводниковые приборы. СПб: «Лань», 2002.
- 12. Смит Р. «Полупроводники», перевод с анг., М., «Мир», 1982.
- Росадо Л. Физическая электроника и микроэлектроника: Пер с исп. Под ред. Терехова В. А., М.: Высш шк., 1991. – 351 с.
- 14. Суэмацу Я., Катаока С., Кисимо К. и др. Основы оптоэлектроники: Пер. с яп. М.: Мир, 1988. 288 с.
- 15. Агаханян Т. М., Аствацатурьян Е. Р. Скоробогатов П. К. «Радиационные эффекты в интегральных микросхемах», М., «Энергоатомиздат», 1989 г.
- 16. Ефимов И. Е., Козырь И. Я. «Основы микроэлектроники», М., «Выс. Школа», 2008 г., 384 с.
- 17. Коваленко А. А., Петропавловский М. Д. Основы микроэлектроники. Академия, 2006.

### ИСТОРИЯ КАФЕДРЫ





стал

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ победителем конкурса инновационных образовательных программ вузов России на 2007-2008 годы. Реализация образовательной программы «Инновационная инновационной система подготовки специалистов нового поколения в области информационных и оптических технологий» позволит выйти на качественно новый уровень удовлетворить возрастающий спрос выпускников И подготовки на информационной, оптической специалистов В И других высокотехнологичных отраслях экономики.

B

2007

# КАФЕДРА ПРОЕКТИРОВАНИЯ КОМПЬЮТЕРНЫХ СИСТЕМ

### ИСТОРИЯ КАФЕДРЫ

1945-1966 РЛПУ (кафедра радиолокационных приборов и устройств). Решением Советского правительства в августе 1945г. в ЛИТМО был открыт факультет электроприборостроения. Приказом по институту от 17 сентября 1945г. на этом факультете была организована кафедра радиолокационных приборов устройств, И которая стала готовить инженеров, специализирующихся в новых направлениях радиоэлектронной техники, таких как радиолокация, радиоуправление, теленаведение и др. Организатором и первым заведующим кафедрой был д.т.н., профессор С. И. Зилитинкевич (до 1951г.). Выпускникам кафедры присваивалась квалификация инженер-радиомеханик, а с 1956г. – радиоинженер (специальность 0705).

В разные годы кафедрой заведовали доцент Б.С. Мишин, доцент И.П. Захаров, доцент А.Н. Иванов.

**1966–1970 КиПРЭА** (кафедра конструирования и производства радиоэлектронной аппаратуры). Каждый учебный план специальности 0705 коренным образом отличался от предыдущих планов радиотехнической специальности своей четко выраженной конструкторско-технологической направленностью. Оканчивающим институт по этой специальности присваивалась квалификация инженер-конструктор-технолог РЭА.

Заведовал кафедрой доцент А.Н. Иванов.

**1970–1988 КиПЭВА** (кафедра конструирования и производства электронной вычислительной аппаратуры). Бурное развитие электронной вычислительной техники и внедрение ее во все отрасли народного хозяйства

потребовали от отечественной радиоэлектронной промышленности решения новых ответственных задач. Кафедра стала готовить инженеров по специальности 0648. Подготовка проводилась по двум направлениям – автоматизация конструирования ЭВА и технология микроэлектронных устройств ЭВА.

Заведовали кафедрой: д.т.н., проф. В.В. Новиков (до 1976г.), затем проф. Г.А. Петухов.

**1988–1997** МАП (кафедра микроэлектроники и автоматизации проектирования). Кафедра выпускала инженеров, конструкторов, технологов по микроэлектронике и автоматизации проектирования вычислительных средств (специальность 2205). Выпускники этой кафедры имеют хорошую технологическую подготовку и успешно работают как в производстве полупроводниковых интегральных микросхем, так и при их проектировании, используя современные методы автоматизации проектирования. Инженеры специальности 2205 требуются микроэлектронной промышленности и предприятиям-разработчикам вычислительных систем.

Кафедрой с 1988г. по 1992г. руководил проф. С.А. Арустамов, затем снова проф. Г.А. Петухов.

С 1997 ПКС (кафедра проектирования компьютерных систем). Кафедра выпускает инженеров по специальности 210202 «Проектирование и технология электронно-вычислительных средств». Область профессиональной деятельности выпускников включает в себя проектирование, конструирование и технологию электронных средств, отвечающих целям их функционирования, требованиям надежности, проекта и условиям эксплуатации. Кроме того, кафедра готовит специалистов по защите информации, специальность 090104 «Комплексная защита объектов информатизации». Объектами профессиональной деятельности специалиста ПО защите информации являются методы, средства и системы обеспечения защиты информации на объектах информатизации.

С 1996г. кафедрой заведует д.т.н., профессор Ю.А. Гатчин. За время своего существования кафедра выпустила 4364 инженеров. На кафедре защищено 65 кандидатских и 7 докторских диссертаций.

Вера Леонидовна Ткалич Владимир Николаевич Фролков Константин Олегович Ткачев Александр Николаевич Волченко Александр Александрович Киянов

#### Физические основы микроэлектроники

Учебное пособие

В авторской редакции Редакционно-издательский отдел Санкт-Петербургского государственного университета информационных технологий, механики и оптики Зав. РИО H.Ф. Гусарова Лицензия ИД № 00408 от 05.11.99 Подписано к печати Отпечатано на ризографе Тираж 100 экз. Заказ №

### Редакционно-издательский отдел

Санкт-Петербургского государственного университета информационных технологий, механики и оптики 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49

