

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФГБОУ ВПО «Томский государственный университет систем
управления и радиоэлектроники»

М. Н. Романовский

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ УСТРОЙСТВА РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ

Часть 2. Элементы интегральных схем и
функциональные устройства

Учебное пособие

2012

Рецензент: Еханин С.Г., заведующий кафедрой конструирования узлов и деталей радиоаппаратуры, доктор физико-математических наук

Романовский М.Н.

Интегральные устройства радиоэлектроники. Часть 2. Элементы интегральных схем и функциональные устройства. Учебное пособие для вузов. - Томск: Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, 2012. - 127 с.

Рассмотрены элементы интегральных схем на кремнии и арсениде галлия, элементы интегральной оптики, акустоэлектронные устройства.

Для студентов, обучающихся по специальности «Проектирование и технология радиоэлектронных средств».

СОДЕРЖАНИЕ

СОДЕРЖАНИЕ.....	3
10 ЭЛЕМЕНТЫ БИПОЛЯРНЫХ ИС.....	5
10.1 БАЗОВЫЕ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ.....	5
10.2 БИПОЛЯРНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ.....	9
10.2.1 Модель Гуммеля-Пуна.....	9
10.2.2 Эффекты вытеснения эмиттерного тока.....	14
10.2.3 Учет двумерных эффектов.....	18
10.3 ДРУГИЕ АКТИВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ	22
10.3.1 Диоды.....	22
10.3.2 Транзисторы	25
10.4 ПАССИВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ БИПОЛЯРНЫХ ИС.....	29
10.4.1 Конденсаторы.....	29
10.4.2 Резисторы.....	32
11 ЭЛЕМЕНТЫ МДП - ИС.....	38
11.1 МДП - КОНДЕНСАТОРЫ.....	38
11.2 МДП - ТРАНЗИСТОРЫ.....	43
11.3 МДП - РЕЗИСТОРЫ.....	48
11.4 ИНВЕРТОРЫ НА МДП - ТРАНЗИСТОРАХ	48
11.5 ТЕХНОЛОГИЯ N-МОП СБИС.....	50
11.6 КОНСТРУКТИВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ КМДП - ИС.....	54
11.7 МЕТОД ПРОПОРЦИОНАЛЬНОЙ МИКРОМИНИАТУРИЗАЦИИ.....	55
11.8 ПРЕДЕЛЫ УМЕНЬШЕНИЯ РАЗМЕРОВ ЭЛЕМЕНТОВ ИС.....	57
12 ЭЛЕМЕНТЫ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ	61
НА АРСЕНИДЕ ГАЛЛИЯ.....	61
12.1 БИПОЛЯРНЫЕ ГЕТЕРОТРАНЗИСТОРЫ.....	62
12.2 ПОЛЕВЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ ШОТТКИ.....	65
12.3 РЕЗОНАНСНО-ТУННЕЛЬНЫЕ ДИОДЫ И ТРАНЗИСТОРЫ.....	70
12.4 ВЕРТИКАЛЬНЫЕ ОДНОЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ НА ОСНОВЕ ДВУХБАРЬЕРНЫХ СТРУКТУР.....	75
13 ЭЛЕМЕНТЫ ИНТЕГРАЛЬНОЙ ОПТИКИ.....	77
13.1 ОСНОВНЫЕ ЗАДАЧИ ИНТЕГРАЛЬНОЙ ОПТИКИ.....	77
13.2 ПЛАНАРНЫЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ВОЛНОВОДЫ.....	78
13.2.1 Распространение света в диэлектрическом волноводе.....	78
13.2.2 Полосковые микроволноводы.....	81
13.3 ДРУГИЕ ЭЛЕМЕНТЫ ИНТЕГРАЛЬНОЙ ОПТИКИ.....	82
14 ЛАЗЕРНЫЕ ИСТОЧНИКИ В ИНТЕГРАЛЬНОЙ ОПТИКЕ.....	86
14.1 ПРИНЦИП РАБОТЫ.....	86
14.2 ОСОБЕННОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ.....	92
14.3 ИНЖЕКЦИОННЫЕ ЛАЗЕРЫ.....	95
14.3.1 Лазеры на гомопереходах и гетероструктурах.....	95
14.3.2 Раздельное электронное и оптическое ограничение.....	98
14.3.3 Распределенная обратная связь.....	101
15 АКУСТОЭЛЕКТРОННЫЕ УСТРОЙСТВА.....	103
15.1 ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ	103
15.1.1 Поверхностные акустические волны.....	105
15.1.2 Преобразователи ПАВ.....	107
15.1.3 Звукопроводы.....	111
15.1.4 Элементы управления.....	114
15.2 УСТРОЙСТВА ДЛЯ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ.....	117
15.2.1 Линии задержки	117

<i>15.2.2 Резонаторы.....</i>	<i>119</i>
<i>15.2.3 Фильтры.....</i>	<i>121</i>
ЛИТЕРАТУРА.....	124

10 ЭЛЕМЕНТЫ БИПОЛЯРНЫХ ИС

Основными элементами кремниевых биполярных ИС являются биполярные транзисторы, благодаря которым и получили название ИС этого типа. Остальные элементы ИС - диоды, резисторы, конденсаторы и др. - обычно изготавливаются на основе слоев транзисторных структур.

Существуют аналоговые (линейные) и множество разновидностей логических (цифровых) биполярных ИС. Каждый тип ИС характеризуется своей элементной базой и занимает свое место, обусловленное особенностями его характеристик.

10.1 Базовые технологические процессы

Конструкция, размеры, технологический процесс изготовления ИС в значительной степени определяются способом изоляции элементов. Существуют два основных способа изоляции [1 - 3]: 1) обратным смещенным р-п - переходом (диффузией) и 2) диэлектрическим слоем.

Классический вариант изоляции элементов обратным смещенным р-п - переходом предполагает проведение разделительной диффузии (см. раздел 1.3). К настоящему времени возможности метода разделительной диффузии уже исчерпаны из-за больших паразитных емкостей, значительных токов утечки, возникновения структур паразитных транзисторов, низкой радиационной стойкости.

С появлением возможности наращивания тонких эпитаксиальных слоев (толщиной 1 - 2 мкм) были разработаны более простые методы изоляции элементов, позволяющие экономить значительную часть площади кристаллов, в частности коллекторная изолирующая диффузия, базовая изолирующая диффузия и др. [2, 3]. Однако, наиболее широкое применение получила изопланарная технология изготовления ИС (рис. 10.1, б-г), сочетающая изоляцию диэлектриком и обратным смещенным р-п - переходом.

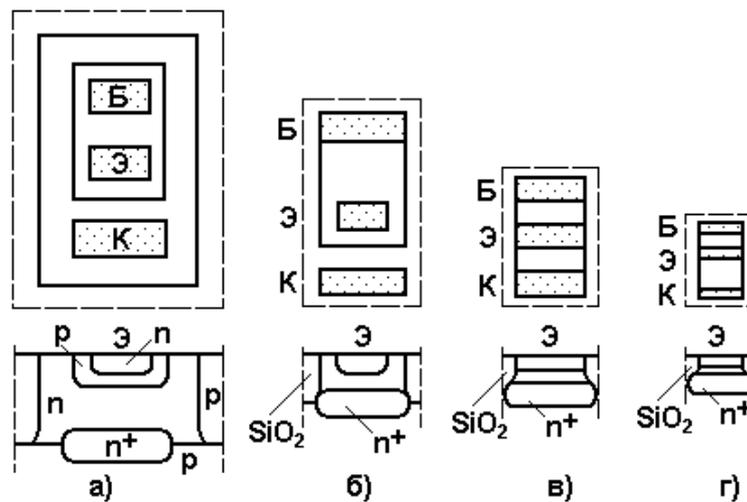


Рисунок 10.1 - Уменьшение размеров интегральных транзисторов по годам:
 а - 1960, изоляция p-n - переходом; б - 1970, изоляции SiO₂ (изопланар I); в - 1973, изопланар II; г - 1980, изопланар S; минимальный размер окна (уровень литографии), мкм: а - 10; б - 5; в - 3; г - 1,5

Изопланарная технология предполагает использование в качестве межэлементной изоляции термически выращенных слоев SiO₂ (см. рис. 10.2, д). Маски для формирования изолирующих областей изготавливаются из SiO₂ или Si₃N₄ (рис. 10.2, в, г). После изготовления изоляции проводятся все остальные процессы, необходимые для создания транзисторных структур (рис. 10.2, е).

Изопланарная технология сложнее процесса изолирующей диффузии, но позволяет получить существенно меньшие размеры элементов и повысить выход годных ИС. При высоком быстродействии, радиационной стойкости и др. преимуществах, присущих диэлектрической изоляции, данный метод обеспечивает плотность упаковки элементов, сравнимую с плотностью в МОП - ИС.

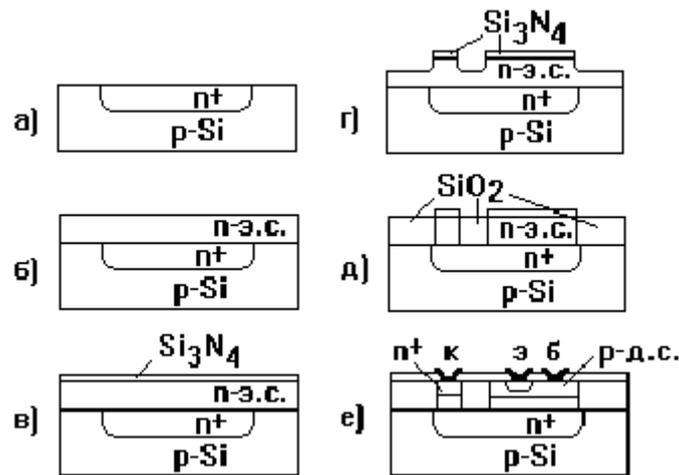


Рисунок 10.2 - Изопланарный процесс: а - диффузия для создания скрытого слоя; б – эпитаксия слоя n-типа; в – маскирование слоем Si_3N_4 ; г – вытравливание U-образных канавок; д – окисление кремния для создания диэлектрической изоляции; е – формирование элементов транзистора, вскрытие контактных окон и металлизация для создания разводки

Горизонтальные размеры приборов можно дополнительно уменьшить, используя метод самосовмещения базовых и эмиттерных областей биполярных транзисторов с применением диффузии примесей из поликристаллического кремния (поликремния).¹ На рис. 10.3 показаны поперечные сечения таких транзисторов [4, 5]. Для изоляции элементов используются канавки глубиной 3-6 мкм, шириной 1 мкм, заполненные, например, окислом, который получают химическим осаждением из газовой фазы. Канавки несколько сдвинуты относительно краев углубленного окисла и проходят сквозь скрытый n^+ -слой. «Перерезанием» скрытого n^+ -слоя удастся не только уменьшить емкость подложки и площадь элемента, но и увеличить пробивное напряжение между коллекторами изолированных транзисторов.

Для транзисторных структур рис. 10.3, б характерна независимость процесса изготовления областей эмиттера и базы от минимального литографического

¹ В случае МОП-ИС - областей поликремниевого затвора, истока и стока МОП-транзисторов.

размера (проектной нормы): площадь эмиттера определяется не площадью контакта и даже не соответствующим эмиттерным окном.

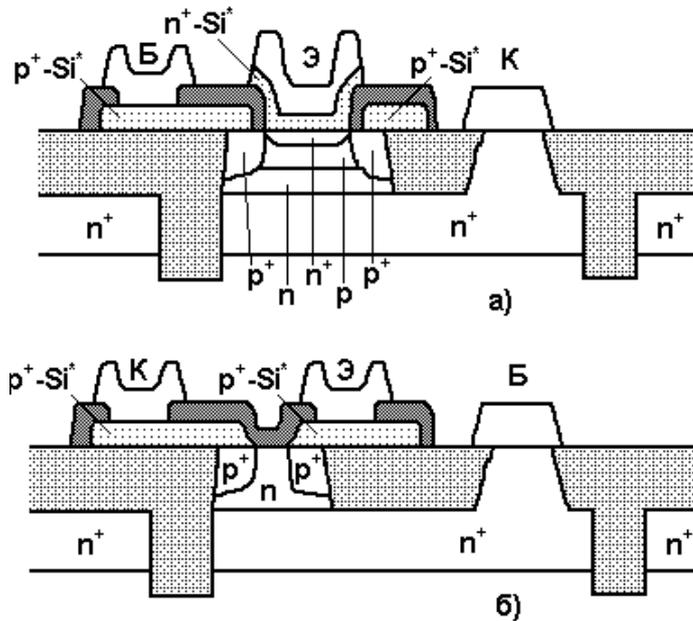


Рисунок 10.3 - Структура вертикального n-p-n (а) и горизонтального p-n-p (б) транзисторов, изготовленных методом сверхсамосовмещения с глубокими изолирующими канавками

Применение поликремния в структурах рис. 10.3, а позволяет уменьшить глубины переходов приборов, не опасаясь дефектов типа прокола (например, алюминием от металлического контакта), приводящих к уменьшению выхода годных ИС. Весьма важно, что с применением поликремния могут быть изготовлены и др. элементы ИС, в частности высококачественные резисторы (см. раздел 10.4).

Рассмотренные примеры сверхсамосовмещения свидетельствуют об уникальных особенностях данного технологического приема, позволяющего дополнительно повышать степень интеграции и быстродействие больших ИС по сравнению с возможностями улучшения данных параметров только средствами микролитографии - уменьшения геометрических размеров рисунка на поверхности кристалла.

10.2 Биполярные транзисторы

10.2.1 Модель Гуммеля-Пуна

Рассмотренная в разделе 9.3 простейшая модель биполярного транзистора - основная модель Эберса-Молла (см. рис. 9.2, а) - характеризуется тремя параметрами [6]. Для повышения точности и универсальности модели, в нее добавляют последовательные сопротивления и барьерные емкости (рис. 9.2, б), - в этом случае диоды уже управляются не внешними приложенными напряжениями, а внутренними напряжениями на переходах. Для учета эффекта Эрли в модель можно добавить источник тока $(V_K/V_A)I_E$ между внутренним эмиттером и коллектором, где V_A - напряжение Эрли. В результате число параметров модели увеличится с 3 до 9. Дополнительно в основную модель могут быть введены параметры, учитывающие зависимость α_n и α_i от плотности тока и рабочей частоты; можно дополнительно подсоединить к базе диоды, учитывающие двумерный эффект концентрации тока вдоль перехода база-эмиттер (этот эффект рассмотрен в разделе 10.2.3). Очевидно, что уточнение модели неизбежно приводит к увеличению числа параметров и модель транзистора становится более сложной.

Модель Гуммеля-Пуна основана на интегральных соотношениях для зарядов и связывает внешние электрические характеристики с зарядом в базе транзистора. Это очень точная модель, объясняющая многие физические эффекты, соответственно для ее описания требуется много параметров. Последовательное упрощение модели Гуммеля-Пуна в конце концов приводит к простейшей модели Эберса - Молла.

Чтобы получить интегральные зарядовые соотношения, рассмотрим одномерные уравнения для дрейфовых токов [4, 6]:

$$j_p = -q\mu_p p \frac{d\phi_p}{dx}, \quad (10.1)$$

$$j_n = q \mu_n n \frac{d\phi_n}{dx}, \quad (10.2)$$

где

$$n = n_i \exp\left(q \frac{\psi - \phi_n}{kT}\right), \quad (10.3)$$

$$p = n_i \exp\left(-q \frac{\psi - \phi_p}{kT}\right), \quad (10.4)$$

ψ и ϕ - потенциалы, соответствующие середине запрещенной зоны и уровню Ферми ($\psi = -E_i/q$ и $\phi = -E_F/q$). Производную по координате от произведения pn можно представить в виде

$$\frac{d}{dx}(pn) = \frac{q(pn)}{kT} \left(\frac{d\phi_p}{dx} - \frac{d\phi_n}{dx} \right). \quad (10.5)$$

Выполняя интегрирование уравнения (10.5) по x от 0 до W (по толщине базы) с использованием выражений для дрейфовых токов (10.1) - (10.2) и пренебрегая рекомбинацией, получим

$$(pn)|_{x=0} - (pn)|_{x=W} = \frac{j_{кк}}{kT} \int_0^W \frac{n(x)}{\mu_p} dx, \quad (10.6)$$

где $j_{кк}$ - ток, протекающий от эмиттера к коллектору в транзисторе с единичным коэффициентом усиления («доминирующий» ток коллектора). Подстановка выражений (10.3) - (10.4) в уравнение (10.6) дает

$$\exp\left[\frac{q(\phi_p - \phi_n)}{kT}\right] \Big|_{x=0} - \exp\left[\frac{q(\phi_p - \phi_n)}{kT}\right] \Big|_{x=W} = \frac{j_{кк}}{n_i^2 kT} \int_0^W \frac{n(x)}{\mu_p} dx, \quad (10.7)$$

Предположим, что квазиуровень Ферми для электронов в базе постоянен. Тогда

$$V_{эб} = \phi_p(0) - \phi_n(0),$$

$$V_{кб} = \varphi_p(W) - \varphi_n(W). \quad (10.8)$$

Эти напряжения отличаются от напряжений на выводах транзистора омическими потерями. Уравнение (10.7) запишем в виде

$$I_{кк} = A j_{кк} = (q n_i A)^2 D_{б} \frac{\exp(qV_{эб}/kT) - \exp(qV_{кб}/kT)}{qA \int_0^W n(x) dx}, \quad (10.9)$$

где A – активная площадь транзистора.

Модель Гуммеля-Пуна основана на уравнении (10.7), связывающем напряжения на переходах, коллекторный ток и заряд в базе

$$Q_{б} = qA \int_0^W n(x) dx. \quad (10.10)$$

Задача моделирования транзистора оказалась сведенной к моделированию заряда в базе, который состоит из пяти компонент:

$$Q_{б} = Q_{б0} + Q_{jэ} + Q_{jk} + Q_{dэ} + Q_{dk}, \quad (10.11)$$

где $Q_{б0}$ – заряд в базе при нулевом смещении; $Q_{jэ}$ и Q_{jk} – заряды, связанные с барьерными емкостями эмиттера и коллектора; $Q_{dэ}$ и Q_{dk} – заряды неосновных носителей, обусловленные диффузионными емкостями эмиттера и коллектора. При увеличении уровня инжекции диффузионные емкости возрастают, что приводит к снижению коэффициента усиления.

Выражение для тока (10.9) можно представить в виде

$$I_{кк} = I_{дэ} - I_{dk}, \quad (10.12)$$

где

$$I_{дэ} = I_S Q_{б0} \frac{\exp(qV_{эб}/kT) - 1}{Q_{б}}, \quad (10.13)$$

$$I_{dk} = I_S Q_{б0} \frac{\exp(qV_{кб}/kT) - 1}{Q_{б}}. \quad (10.14)$$

Отметим, что выражения (10.13) и (10.14) аналогичны выражениям для токов через диоды в модели Эберса-Молла. Заряд $Q_{дв}$ в выражении (10.11) можно представить в виде $B\tau_n I_{дв}$, где τ_n - время жизни неосновных носителей при протекании прямого тока, B - коэффициент, обычно равный 1 (из-за эффекта Кирка – расширения базы под действием тока - может превышать 1). Заряд $Q_{дк}$ можно записать в виде $\tau_i I_{дк}$, где τ_i - время жизни неосновных носителей при протекании обратного тока.

Подставляя выражения (10.13) и (10.14) в уравнение (10.11), получим квадратное уравнение относительно $Q_{б}$, и его решение имеет вид

$$Q_{б} = \frac{Q_{б0} + Q_{jЭ} + Q_{jk}}{2} + \left\{ \left(\frac{Q_{б0} + Q_{jЭ} + Q_{jk}}{2} \right)^2 + I_S Q_{б0} \left[B\tau_n \left(\exp \frac{qV_{ЭБ}}{kT} - 1 \right) + B\tau_i \left(\exp \frac{qV_{КБ}}{kT} - 1 \right) \right] \right\}^{\frac{1}{2}}, \quad (10.15)$$

Ток базы записывается в виде

$$I_{б} = \frac{dQ_{б}}{dt} + I_{рек}, \quad (10.16)$$

где рекомбинационный базовый ток можно разделить на два слагаемых, управляемых напряжением на эмиттерном и коллекторном переходах:

$$I_{рек} = I_{эб} + I_{кб}. \quad (10.17)$$

Компоненты базовых рекомбинационных токов $I_{эб}$ и $I_{кб}$ описываются экспоненциальными функциями

$$I_{эб} = I_1 [\exp(qV_{эб}/kT) - 1] + I_2 [\exp(qV_{эб}/m_э kT) - 1], \quad (10.18)$$

$$I_{кб} = I_3 [\exp(qV_{кб}/m_к kT) - 1]. \quad (10.19)$$

В этих выражениях $m_э$ и $m_к$ - коэффициенты неидеальности характеристик эмиттера и коллектора. Для идеальных (диффузионных) токов $m_э = m_к = 1$, и для

рекомбинационно-генерационных токов в обедненной области $m_3 = m_k = 2$.

Полные токи эмиттера и коллектора теперь определяются выражениями

$$I_3 = I_{kk} + I_{36} + \tau_n \frac{dI_{д3}}{dt} + C_{j3} \frac{dV_{36}}{dt}, \quad (10.20)$$

$$I_k = I_{kk} - I_{c6} - \tau_i \frac{dI_{дк}}{dt} + C_{jk} \frac{dV_{3к}}{dt}. \quad (10.21)$$

Эквивалентная схема модели Гуммеля - Пуна, дополненная последовательными сопротивлениями, показана на рис. 10.4.

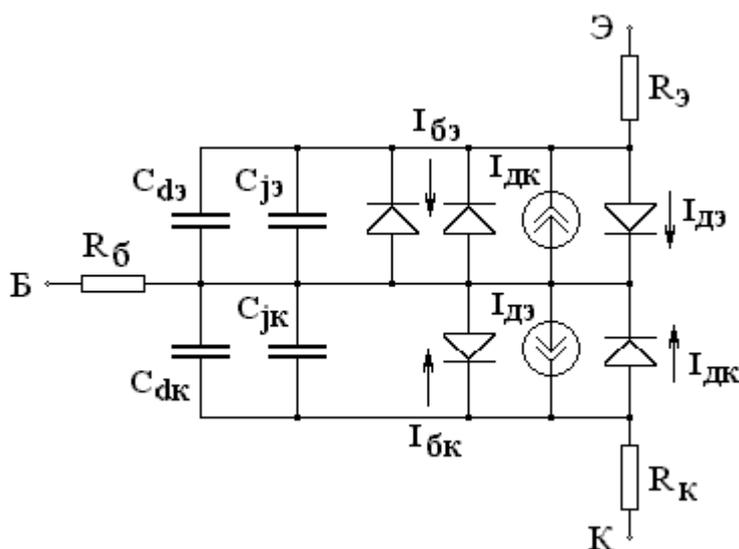


Рисунок 10.4 - Эквивалентная схема модели Гуммеля - Пуна

Поскольку заряд Q_6 зависит от напряжения, модель учитывает эффект высокого уровня инжекции в базе ($\tau_n I_{д3}$ становится больше, чем Q_{60}). Расширение базы под действием тока (эффект Кирка), учитывается множителем B , который зависит от I_k и $V_{кб}$. Вклад эмиттера в базовый ток моделируется двумя параллельными диодами, один из которых идеальный, а другой имеет коэффициент неидеальности $m_3 > 1$. Это приводит к зависимости коэффициента усиления от смещения при низких уровнях тока. Эффект Эрли моделируется зависимостью заряда от напряжения $Q_{jk} = C_{jk} V_{кб}$.

Модель Гуммеля - Пуна обладает высокой точностью и позволяет учитывать многие физические эффекты с помощью зависимости Q_6 от смещения. Однако для ее описания требуется 25 параметров. Поэтому при анализе конкретных схем приходится искать разумный компромисс между точностью решения и сложностью модели.

10.2.2 Эффекты вытеснения эмиттерного тока

На рис. 10.5 показаны составляющие тока базы и процессы рекомбинации в биполярном транзисторе. Полный базовый ток представлен суммой четырех компонент (рис. 10.5, а) [4]:

$$I_B = I_T + I_R + I_{SR} + I_L.$$

Процессы рекомбинации (рис. 10.5, б) в активной области базы 1, а также в эмиттере 2 определяют основную диффузионную компоненту базового тока I_T , в пассивной области базы 3 – периферийную компоненту базового тока I_L . Процессы генерации - рекомбинации в областях объемного заряда эмиттерного p-n-перехода 4 и выхода перехода на поверхность 5 обуславливают дополнительные компоненты базового тока I_R , I_{SR} .

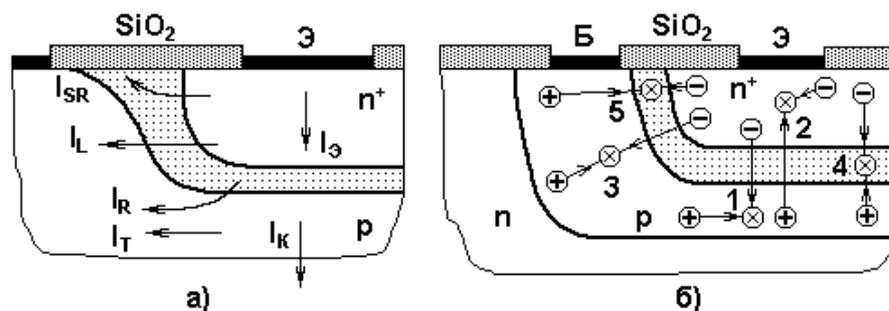


Рисунок 10.5 – Составляющие токов (а) и процессы рекомбинации (б) в биполярном транзисторе

По активной базе биполярного транзистора протекает не весь базовый ток I_B , а только его часть за вычетом I_{SR} и I_L . В настоящем разделе будем полагать для простоты, что $I_B \approx I_T$.

Различают статический и динамический эффекты вытеснения эмиттерного тока [1, 4]. Суть статического эффекта заключается в следующем (см. рис. 10.6).

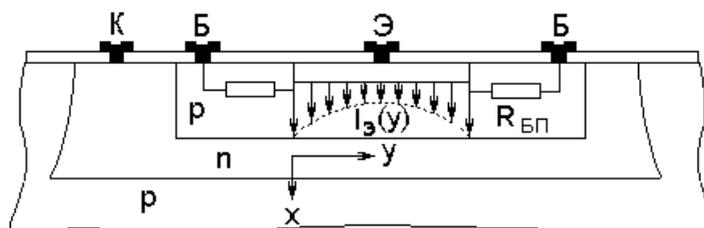


Рисунок 10.6 – Статический эффект вытеснения эмиттерного тока

Базовый ток I_B , протекающий параллельно плоскости эмиттерного p-n-перехода, создает падение напряжения на высокоомном слое активной базы $R_{БА}$, что приводит к зависимости напряжения $U_Э$ эмиттерного p-n-перехода от координаты y :

$$U_Э(y) = U_Э(0) - I_B R_{БА}.$$

Напряжение, приложенное к краю эмиттерного перехода $U_Э(0)$, равно разности внешнего приложенного напряжения $U_{ВН}$ и падения напряжения от протекания тока на практически неизменных сопротивлениях областей пассивной базы $R_{БП}$ и эмиттера $R_Э$, т. е.

$$U_Э(0) = U_{ВН} - I_B R_{БП} - I_Э R_Э.$$

Поскольку плотность эмиттерного тока является экспоненциальной функцией приложенного напряжения, небольшие падения напряжения $I_B R_{БА}$, порядка долей и единиц φ_T , могут приводить к сильному влиянию распределенного напряжения $U_Э(y)$ на плотность эмиттерного тока. Наибольшее напряжение $U_Э$ будет на краю эмиттерного перехода со стороны базового контакта и наименьшее - в отдалении от него. При этом эмиттерный ток вытесняется к краю. Если биполярный транзистор имеет два базовых контакта (как на рис. 10.6), то минимальная плотность тока будет в центре эмиттера, а максимальная - по его краям.

Для удобства аналитического описания статического эффекта вытеснения эмиттерного тока сделаем ряд непринципиальных допущений [4]:

- 1) коэффициент передачи тока α_n (или B_n) в активном нормальном режиме не зависит от координаты y и от тока;
- 2) влияние эффекта высокого уровня инжекции в базе и влияние коллектора пренебрежимо мало;
- 3) влияние температурных градиентов в биполярном транзисторе вследствие рассеяния мощности пренебрежимо мало.

Данные допущения могут быть сняты, однако это приведет к некоторому усложнению полученных инженерных формул. Кроме того, допущение о пренебрежимо малом влиянии эффекта модуляции проводимости базы вполне соответствует реальной ситуации тонкослойных биполярных транзисторов с сильнолегированной базовой областью ($N_A = 10^{18} \div 10^{19} \text{ см}^{-3}$).

Плотность эмиттерного тока

$$j_{\varepsilon}(y) = j_{\varepsilon 0} \exp(V_{\varepsilon} / \phi_T), \quad (10.22)$$

где $j_{\varepsilon 0}$ - плотность тока насыщения эмиттера, не зависящая координаты y и j_{ε} .

$$R_{BA} \approx \rho_B l / (wz) = R_{SBA} l / z,$$

где ρ_B – среднее удельное сопротивление базовой области, l и z – половина длины и ширина донной части эмиттерной области, w и R_{SBA} - толщина и поверхностное сопротивление активной базы.

Приращение падения напряжения от протекания базового тока можно выразить как

$$dU_B(y) = - \frac{R_{SBA}}{z} I_B(y). \quad (10.23)$$

Напряжение на эмиттерном p-n-переходе, зависящее от координаты y , с учетом выражения (10.23) можно представить в виде

$$U_{\varepsilon}(y) = U_{\varepsilon 0} - \int_0^y \frac{R_{SBA}}{z} I_B(y) dx. \quad (10.24)$$

Изменение базового тока $dI_B(y)$ пропорционально плотности эмиттерного тока в точке y (равно количеству носителей, рекомбиниравших в базовой области на интервале dy):

$$dI_B(y) = -(1 - \alpha_n) I_E(y) z dy. \quad (10.25)$$

Используя выражения для плотности эмиттерного тока (10.22), напряжения на эмиттерном p-n - переходе (10.24), изменения базового тока $dI_B(y)$ (10.25) и

комбинируя члены при производных $\frac{d^2 I_B(y)}{dy^2}$, $\frac{dI_B(y)}{dy}$, получим

обыкновенное дифференциальное уравнение второго порядка

$$\frac{d^2 I_B(y)}{dy^2} + \frac{R_{СБА}}{\varphi_T z} I_B(y) + I_B(y) \frac{dI_B(y)}{dy} = 0, \quad (10.26)$$

которое удовлетворяет двум граничным условиям:

$$I_B(l) = 0, I_B(0) = I_B. \quad (10.27)$$

Аналогично из выражений (10.22), (10.24), (10.25) можно получить и дифференциальное уравнение для напряжения, распределенного вдоль эмиттерного перехода.

Уравнение (10.26) с граничными условиями (10.27) имеет решение

$$I_B(y) = \frac{2\varphi_T z}{l R_{СБА}} \lambda \operatorname{tg} \left(\lambda \left(1 - \frac{y}{l} \right) \right), \quad (10.28)$$

где параметр λ определяется из дополнительного уравнения

$$\lambda \operatorname{tg} \lambda = \frac{I_B l R_{СБА}}{2\varphi_T z} = \frac{a}{2}, \quad a = \frac{R_B I_B}{\varphi_T}. \quad (10.29)$$

Напряжение вдоль эмиттерного p-n-перехода $U_E(y)$ находят из решения дифференциального уравнения для напряжения с соответствующими граничными условиями или при использовании уравнения (10.28) в соотношении (10.24) и выполнении интегрирования:

$$U_{э}(y) = U_{э}(0) - 2\varphi_T \ln \frac{\cos(\lambda(1-y/l))}{\cos \lambda}. \quad (10.30)$$

Плотность эмиттерного тока рассчитывают при использовании выражения (10.30) в соотношении (10.22):

$$j_{э}(y) = j_{э0} \exp(V_{э}(0)/\varphi_T) \frac{\cos^2 \lambda}{\cos^2(\lambda(1-y/l))}. \quad (10.31)$$

Уравнения (10.28) - (10.31) характеризуют распределение тока базы и эмиттера, напряжения эмиттерного p-n-перехода вдоль перехода от $y = 0$ до $y = l$, а также эквивалент распределенного сопротивления базы, используемый в электрических моделях биполярных транзисторов.

На характеристики биполярного транзистора, работающего на высоких частотах в режиме малого сигнала, или при подаче на его вход импульсных сигналов с крутыми фронтами может сильно влиять эффект вытеснения переменного тока или динамический эффект вытеснения тока в области малых времен переходного процесса. Поперечная составляющая базового тока проходит через RC-линию с распределенными параметрами (однородную или неоднородную), образованную сопротивлением активной базовой области и эмиттерной (в основном диффузионной) емкостью. Статический эффект вытеснения модифицирует явление динамического вытеснения эмиттерного тока. Поскольку диффузионная емкость пропорциональна эмиттерному току, вследствие статического эффекта вытеснения значения диффузионных емкостей на краю эмиттера, вблизи базового контакта, будут выше, чем в других областях перехода, поэтому переменная составляющая эмиттерного тока будет концентрироваться на краю перехода, уменьшая эффективную площадь эмиттера, базовое сопротивление и влияя на др. параметры транзистора [4].

10.2.3 Учет двумерных эффектов

Параметры и рабочие характеристики интегральных транзисторов рассчитываются машинными методами (см. раздел 9). Расчет предполагает

разработку электрической и физико-топологической моделей транзисторов, оптимизацию рабочих характеристик, оценку влияния изменений окружающей среды на характеристики. Моделирование конструктивно-технологической процедуры должно предусматривать тесную связь между критерием оптимизации качества транзисторной структуры, с одной стороны, и технологическими и топологическими факторами – с другой, а также учитывать паразитные эффекты. При выборе геометрии транзисторов в первую очередь принимают во внимание электрические характеристики разрабатываемой ИС, характеристики технологического процесса, допуски на геометрические размеры.

Электрические модели Эберса - Молла и Гуммеля - Пуна не учитывают особенности реальной двумерной структуры интегральных транзисторов, параметры таких моделей недостаточно связаны с параметрами физической структуры и топологии ИС, поэтому их использование для проектирования ИС со сложной топологией и малыми глубинами залегания р-n-переходов (менее 0,3 – 0,5 мкм) оказывается малоэффективным. Для проектирования таких ИС используются более сложные двумерные (секционные) модели [4].

На рис. 10.7 в качестве примера приведены поперечное сечение и структура электрической модели интегрального транзистора, изготовленного по поликремниевой технологии сверхсамосовмещения. С помощью базового сопротивления $R_{БЛ}$, зависящего от рабочего тока и входного фронта, моделируются эффекты статического и динамического вытеснения тока эмиттера, а также эффекты высокого уровня инжекции в базе.

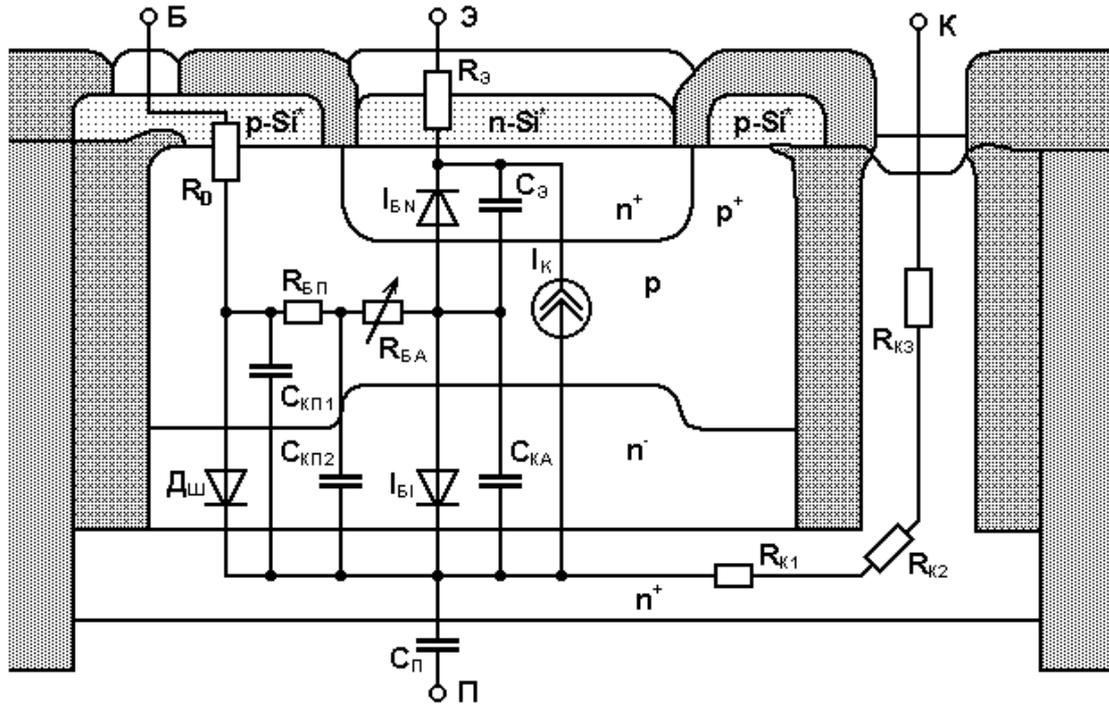


Рисунок 10.7 - Поперечное сечение и эквивалентная схема интегрального транзистора, изготовленного по поликремниевой технологии сверхсамосовмещения

На рис. 10.8 представлены зависимости эквивалентных базовых сопротивлений от нормированного базового тока $a = R_B I_B / \varphi_T$. Эквивалентное сопротивление $R_{Б1}$ определено как рассеивающее мощность P_B при протекании базового тока по активной базовой области:

$$R_{Б1} = P_B / I_B^2,$$

статическое эквивалентное базовое сопротивление $R_{Б2}$ - как последовательное сопротивление в эквивалентной схеме для идеального диода, динамическое (малосигнальное) базовое сопротивление $R_{Б3}$ как низкочастотное сопротивление, обеспечивающее выполнение на выводах биполярного транзистора условия

$$\frac{dU_{Э}(0)}{dI_B} = R_{Б3} + \frac{dU_{Э}}{dI_B}, \quad (10.32)$$

где $\frac{dU_{\text{Э}}}{dI_{\text{Б}}}$ - дифференциальное сопротивление перехода для случая пренебрежимо малого статического падения напряжения в базовой области. Для малых токов все эквивалентные сопротивления равны $1/3$ полного сопротивления базы.

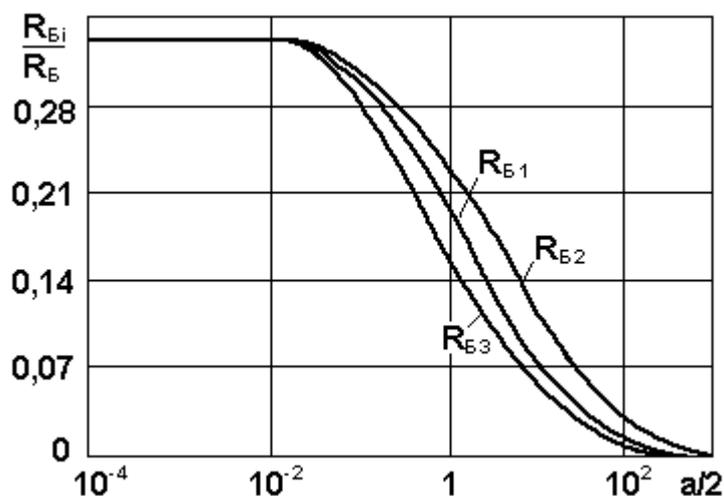


Рисунок 10.8 - Зависимости нормированных сопротивлений базы от параметра

Формально в модели биполярного транзистора для исследования процессов на малом сигнале необходимо использовать R_{B3} , в стационарном режиме - R_{B2} , для расчета, например, шумов в транзисторе - R_{B1} . Однако вследствие схожего характера изменения всех сопротивлений $R_{Bi} \approx \varphi_T/I_B$ в области больших токов ($a \gg 1$) для простоты описания нелинейной зависимости R_{BA} целесообразно применять вольтамперную характеристику типа «квазидиодной».

Диод $D_{ш}$ отражает способность пассивной части транзистора в ряде электрических режимов насыщения шунтировать коллекторный переход, перераспределяя коллекторный и базовый токи и оказывая существенное влияние на электрические характеристики. В динамическом режиме при подаче на транзистор импульсов с короткими фронтами с помощью диода $D_{ш}$ и емкости $C_{кп}$ моделируются эффекты накопления носителей заряда в пассивной части база - коллектор, искажение переходного процесса в

коллекторно-базовой цепи транзистора («улучшение» или затягивание фронтов на соответствующих входных перепадах напряжения).

В планарно-эпитаксиальных транзисторах при достаточно высоком сопротивлении эпитаксиального коллекторного слоя (R_K) возможно изменение R_K из-за эффектов статического вытеснения тока и модуляции проводимости слоя. Поскольку при статическом вытеснении тока работает периферия транзистора, это приводит к некоторому увеличению R_K :

$$R_K \approx R_{K0}(1 + a/3).$$

Эффекты высокого уровня инжекции несколько компенсируют влияние статического эффекта вытеснения, уменьшая рост эффективного сопротивления R_K с ростом тока коллектора (при I_K больше критического $I_{кр}$).

Несмотря на то что с помощью перспективных технологий больших ИС с изоляцией элементов канавками, заполненными двуокисью кремния, удается резко минимизировать емкость подложки $C_p < 10$ фФ, ее влияние, особенно в области микротоков, весьма значительно. Распределенная емкость подложки моделируется сосредоточенным эквивалентом C_p , имеющим обычно постоянное значение. В поликремниевых субмикронных интегральных транзисторах обычно $R_E \geq 10$ Ом, $R_D \geq 50 \div 200$ Ом.

10.3 Другие активные элементы

10.3.1 Диоды

В биполярных ИС на кремнии используются плоскостные диоды и диоды с барьером Шоттки.

Плоскостные диоды изготавливаются одновременно с транзисторами. Структуры рис. 10.9, а могут обеспечить наибольшее быстродействие, их предпочтительнее использовать в логических ИС; структуры рис. 10.9, б также используют в логических ИС, но в качестве накопительных диодов; структуры рис. 10.9, г - е, имеющие наибольшее значение напряжения пробоя, - в качестве диодов общего назначения [1].

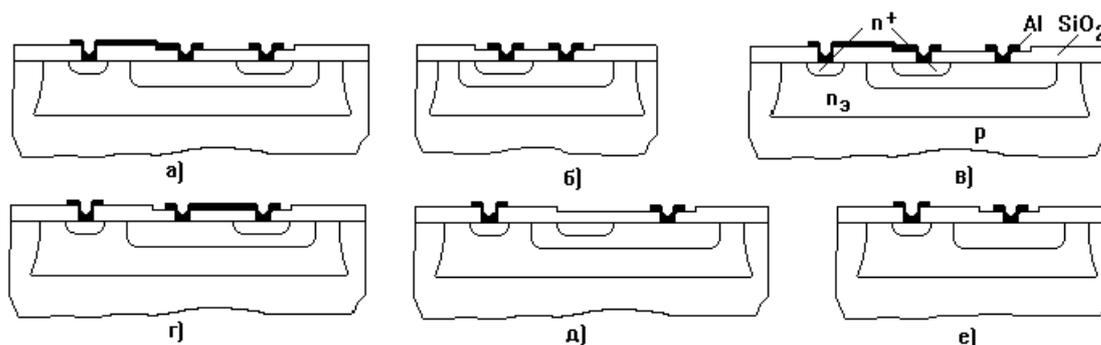


Рисунок 10.9 - Структуры диодов

В диодах Шоттки прямой ток переносится почти полностью электронами из полупроводника в металл (в случае полупроводника n-типа). Энергия электронов, инжектируемых в металл, превышает фермиевскую энергию в металле на величину, соответствующую высоте барьера. Избыточная энергия инжектированных электронов рассеивается при столкновениях с др. электронами за время примерно 10^{-14} с. За такое же время инжектированные электроны могут вернуться в полупроводник после смены полярности смещения. Соответственно, эффект накопления неосновных носителей заряда, характерный для p-n-переходов, в диодах Шоттки фактически отсутствует.

Вольт - амперная характеристика (ВАХ) диода Шоттки описывается уравнением, аналогичным ВАХ p-n-перехода:

$$I_{\text{дШ}} = I_{\text{SдШ}} \left[\exp(V_{\text{дШ}} / n_T \phi_T) - 1 \right],$$

$$I_{\text{SдШ}} = S_{\text{дШ}} A_R T^2 \exp(-\phi_{\text{МП}} / \phi_T),$$

где n_T – коэффициент, определяемый качеством контакта металла с полупроводником и зависящий от особенностей технологии ($n_T = 1,02 - 1,1$); A_R – постоянная Ричардсона, составляющая для кремния n-типа $100 - 270 \text{ A}/(\text{cm}^2 \text{ K}^2)$; $\phi_{\text{МП}}$ – высота потенциального барьера контакта металл – полупроводник ($0,43 - 0,86 \text{ В}$ для Si n-типа); ϕ_T – температурный потенциал; $S_{\text{дШ}}$ – площадь диода Шоттки.

Напряжение отпираания диодов Шоттки примерно вдвое меньше, чем у плоскостных диодов, имеющих ту же площадь, и может регулироваться подбором типа металла, образующего контакт с полупроводником.

Предельная рабочая частота диода Шоттки

$$f_{\max \text{ дШ}} = (2\pi r_{\text{дШ}} C_{\text{дШ}})^{-1},$$

где $r_{\text{дШ}}$ - последовательное сопротивление тела диода Шоттки; $C_{\text{дШ}}$ – емкость диода Шоттки $C_{\text{дШ}} = S_{\text{дШ}} C_{0\text{дШ}}$. Удельная емкость диода Шоттки

$$C_{0\text{дШ}} = \sqrt{\frac{q\epsilon\epsilon_0 N_D}{2(\phi_{\text{П}} - U - \phi_{\text{T}})}},$$

где $\phi_{\text{П}}$ – диффузионный потенциал или изгиб зон, величина, аналогичная $\phi_{\text{к}}$ в р-п-переходе.

Для снижения напряженности электрического поля у краев перехода металл – полупроводник, приводящего к большим токам утечки и преждевременному пробое, используют так называемую «расширенную» металлизацию (см. рис. 10.10, а). Металлический контакт, лежащий над окислом, при обратном смещении на диоде вызывает обеднение поверхностного слоя под областью перекрытия. Это приводит к уменьшению напряженности электрического поля на периферии обедненной области и увеличению напряжения пробоя. Площадь перекрытия должна быть как можно меньше, поскольку емкость перекрытия увеличивает емкость диода в целом и, следовательно, снижает его быстродействие.

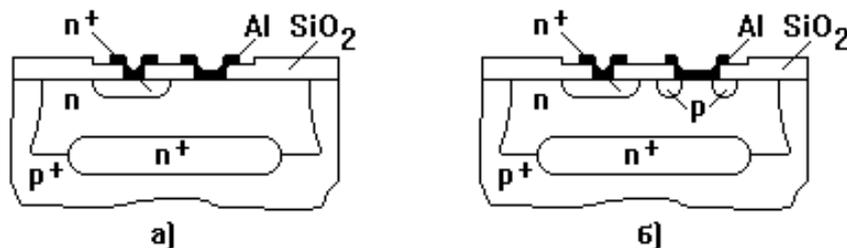


Рисунок 10.10 - Диод Шоттки с расширенной металлизацией (а)
и защитным кольцом (б)

Др. способ снижения напряженности электрического поля у краев контакта металл – полупроводник предполагает создание защитного кольца под краями металлического электрода путем диффузии акцепторных примесей (рис. 10.10, б). При обратном смещении сформированного таким образом р-n-перехода возникает область объемного заряда, смыкающаяся с областью объемного заряда диода Шоттки. Поскольку р-n-переход имеет достаточно высокое пробивное напряжение, он не оказывает существенного влияния на работу собственно барьера Шоттки.

Особенности характеристик диодов Шоттки определяют область их применения в логических ИС. С их помощью достигается увеличение быстродействия схем за счет уменьшения времени переключения активных элементов и уменьшения перепада уровней напряжения в узлах схемы, подключенных к большой емкостной нагрузке. Снижается также и рассеиваемая мощность.

10.3.2 Транзисторы

Транзистор Шоттки. В логических ИС скорость переключения биполярных транзисторов ограничена временем рассасывания избыточного заряда, накопленного в режиме насыщения [6]. В этом режиме эмиттерный и коллекторный переходы транзистора смещены в прямом направлении, что приводит к накоплению неосновных носителей заряда в базовой и коллекторной областях. Уменьшение накопленного заряда возможно путем шунтирования коллекторного перехода транзистора барьером Шоттки. Поскольку прямое падение напряжения на диоде Шоттки меньше, чем на переходе коллектор-база, диод снижает (фиксирует) напряжение на переходе. В результате главная часть избыточного тока базы протекает через диод, что предотвращает насыщение транзистора.

Транзисторные структуры с барьером Шоттки характеризуются расширенным контактом базы, частично углубляющимся в коллекторную область (см. рис. 10.11) [1]. Диод Шоттки, включенный параллельно

коллекторному переходу, образуется в месте контакта металла с высокоомным полупроводником коллекторной области. Для повышения пробивного напряжения и уменьшения плотности тока этого диода используют расширенную металлизацию (рис. 10.11, а) или защитное кольцо р-типа, являющееся частью базовой области (рис. 10.11, б).

Транзистор Шоттки можно рассматривать как обычный интегральный транзистор с высоким коэффициентом передачи тока, повышенным падением напряжения в режиме насыщения ($U_{Кэнас} = 0,3 - 0,4 \text{ В}$), увеличенной емкостью коллекторного перехода ($C_{кш} = C_k + C_{ш}$) и малым временем рассасывания ($t_{рас} \approx 0$). Остальные параметры имеют примерно те же значения, что и у обычного транзистора.

При выборе металла, образующего диод Шоттки, и его площади необходимо обеспечивать, чтобы быстродействие диода Шоттки превышало быстродействие собственно п-р-п-транзистора.

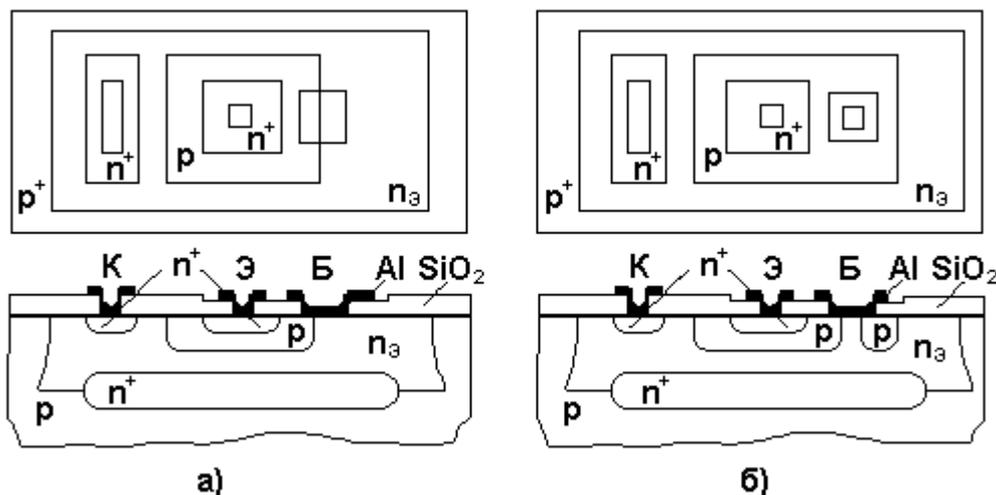


Рисунок 10.11 - Топология и структура транзисторов Шоттки:

а – с расширенным электродом; б – с защитным кольцом

На рис. 10.12 представлена структура горизонтального р-п-транзистора Шоттки [1]. В этой структуре роль коллектора выполняет металлический электрод, образующий барьер Шоттки с базовой областью. Транзистор с коллектором в виде барьера Шоттки имеет практически нулевой инверсный

коэффициент передачи тока, т. к. коллекторный переход не инжектирует неосновные носители, пренебрежимо малое сопротивление тела коллектора и нулевое время пролета через область коллектора, что весьма важно для СВЧ - транзисторов.

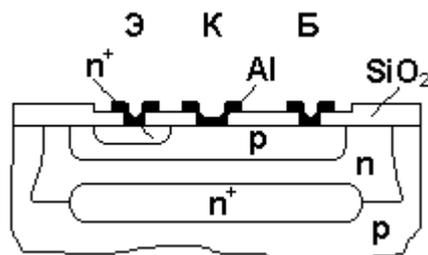


Рисунок 10.12 - Транзистор типа p-n с барьером Шотки

Транзисторы с инжекторным p-n-переходом. Биполярный транзистор, имеющий специальный инжекторный p-n-переход, является основным элементом инжекционной интегральной логики. Структура транзистора с инжекторным p-n-переходом приведена на рис. 10.13 [1].

В этой структуре можно выделить следующие два транзистора: задающий горизонтальный $p_1-n_1-p_2$ и переключающий вертикальный $n_2-p_2-n_1$, который работает в инверсном режиме. Т. к. некоторые области p-n-p и n-p-n-транзисторов совмещены, то инжекционную структуру в ряде случаев называют совмещенной. Область p_1 , введенную для инжекции избыточных носителей, называют инжектором. Питание инжектора осуществляют от внешнего генератора тока или источника напряжения через резистор, причем напряжение источника должно превышать падение напряжения на прямосмещенном p-n-переходе (0,6 – 0,85 В). Если инжекторный переход смещен в прямом направлении, то часть дырок, инжектируемых таким переходом, попадает в область p_2 и нарушает электронейтральность базы вертикального $n_2-p_2-n_1$ -транзистора. В результате через эмиттерный переход этого транзистора начинает протекать ток, смещающий его в прямом

направлении. Таким образом, транзистор с инжекторным p-n-переходом без всяких дополнительных элементов выполняет функцию инвертора.

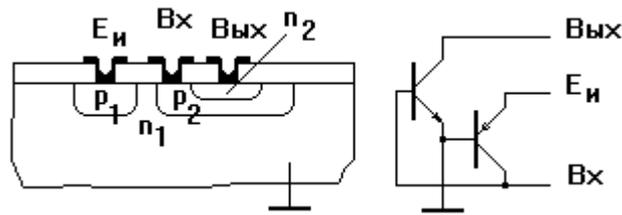


Рисунок 10.13 - Структура транзистора с инжекторным p-n-переходом

Интегральный полевой транзистор. С технологией изготовления ИС на основе биполярных структур совместима и технология изготовления полевых транзисторов с управляющим p-n-переходом. На рис. 10.14 представлена структура такого транзистора. Эпитаксиальный слой n-типа, образующий изолирующую область, служит также материалом для канала n-типа и областей истока и стока. Для уменьшения последовательного сопротивления истока и стока проводится дополнительная диффузия донорной примеси для образования n⁺-областей.

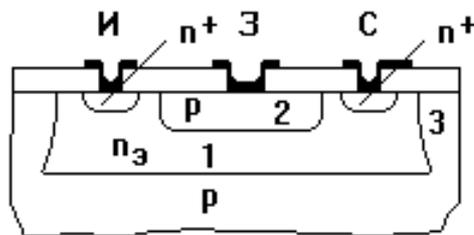


Рисунок 10.14 - Структура полевого транзистора с p-n-переходом:

1 – канал; 2, 3 – затворы

10.4 Пассивные элементы биполярных ИС

10.4.1 Конденсаторы

В полупроводниковых ИС возможно применение конденсаторов двух типов: на обратносмещенном р-п переходе и на диэлектрическом материале.

Удельная барьерная емкость р-п перехода [1]

$$C_0(U) = C_0(0)(1 - U/\Delta\phi_0)^{-1/n},$$

где U - напряжение на переходе; $C_0(0)$ – удельная барьерная емкость перехода при $U = 0$; $\Delta\phi_0$ – контактная разность потенциалов; n – постоянная величина.

Для ступенчатого перехода $n = 2$,

$$C_0(0) = \sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0 N_A N_D}{2\Delta\phi_0(N_A + N_D)}},$$

где ε - относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника; ε_0 – абсолютная диэлектрическая проницаемость вакуума; N_A , N_D – концентрации акцепторов и доноров в р и п областях.

В случае плавного р-п перехода с линейным распределением концентрации примесей в слое пространственного заряда $n = 3$,

$$C_0(0) = \sqrt[3]{\frac{q\varepsilon^2\varepsilon_0^2 a}{12\Delta\phi_0}},$$

где a – градиент концентрации примесей (в см⁻⁴) в плоскости технологической границы перехода.

Для реальных переходов $2 < n < 3$; значения n и $C_0(0)$ при известном распределении примесей можно найти из решения уравнения Пуассона (см. раздел 9.3) численными методами. Величина $\Delta\phi_0$ определяется выражением

$$\Delta\phi_0 = \phi_T \ln(N_{AГр} N_{DГр} / n_i^2),$$

где $N_{AГр}$, $N_{DГр}$ – концентрации акцепторов и доноров на границах слоя пространственного заряда с нейтральным объемом в р и п областях при напряжении $U = 0$; $\phi_T = kT/q$ - температурный потенциал; k – постоянная

Больцмана; T – температура, К; q – заряд электрона; n_i – концентрация собственных носителей заряда.

Из формулы для $C_0(U)$ следует, что при $U = \Delta\phi_0$ барьерная емкость обращается в бесконечность. На практике, конечно же, этого не происходит, поэтому при оценке $C_0(\Delta\phi_0)$ либо используются завышенные значения $\Delta\phi_0$ в формуле для $C_0(U)$, либо применяется полуэмпирическая формула

$$C_0(U) = \frac{C_0(0)}{[(1 - U/\Delta\phi_0)^2 + b]^{1/2n}} \left\{ 1 + \frac{b}{(n-1)[(1 - U/\Delta\phi_0)^2 + b]} \right\},$$

где $b \ll 1$ – подстроечный параметр. Из анализа последней формулы следует, что при $U = \Delta\phi_0$ барьерная емкость достигает максимума:

$$C_0(\Delta\phi_0) = nC_0(0) / [(n-1)b^{1/2n}].$$

При $U > \Delta\phi_0$ влиянием барьерной емкости можно пренебречь, поскольку определяющую роль начинает играть диффузионная емкость.

Для планарного эмиттерного перехода характерно существенное превышение удельной емкости боковой поверхности $C_{эоб}$ над удельной емкостью донной части $C_{эод}$: обычно $C_{эоб} = (2 \div 3)C_{эод}$; $C_{эод} = 250 \div 900$ пФ/мм² (при напряжении на переходе $U = 0$). Для коллекторного перехода $C_{коб} \approx C_{код} = 100 \div 400$ пФ/мм². Донная часть изолирующего перехода образована в эпитаксиальном слое, боковая получена при проведении изолирующей диффузии. Для донной части изолирующего перехода удельная емкость равна $90 \div 100$ пФ/мм², для боковой - $90 \div 320$ пФ/мм².

На рис. 10.15 показана структура конденсатора на основе коллекторного и эмиттерного p-n переходов, включенных параллельно, (а) и его эквивалентная схема (б) [1]: L_1, L_2 – длины окон под базовую и разделительную диффузию; $C_э, C_к, C_п$ – емкость эмиттерного, коллекторного и паразитного изолирующего переходов; $VD_э, VD_к, VD_п$ – соответствующие диоды; $R_{кк}$ – результирующее последовательное сопротивление коллекторной области.

Роль паразитной емкости оценивается отношением C/C_{Π} , которое должно быть как можно больше. Обычно $C/C_{\Pi} \leq 7 \div 10$. Для получения максимального отношения C/C_{Π} необходимо обеспечивать максимальное обратное смещение изолирующего р-п перехода.

При заданной удельной емкости емкость перехода однозначно определяется его площадью. В большинстве случаев в качестве диффузионного конденсатора используется коллекторный переход, имеющий максимальное напряжение пробоя.

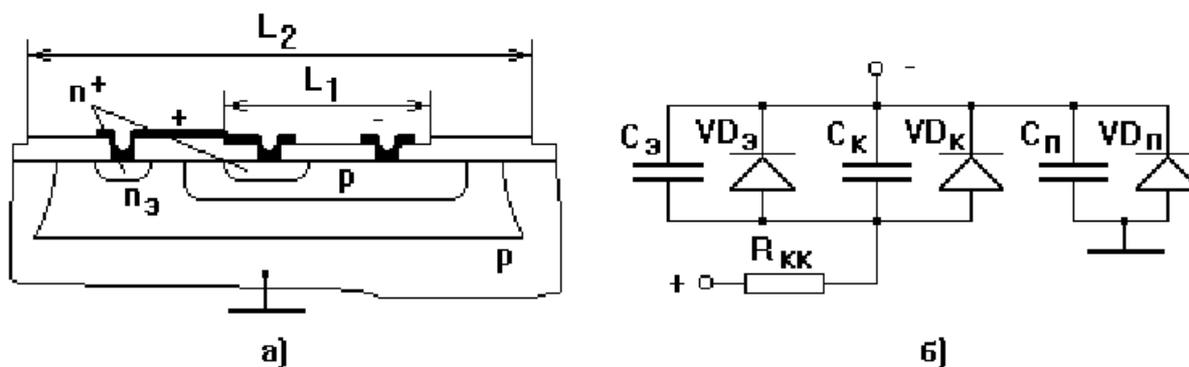


Рисунок 10.15 - Структура конденсатора на основе коллекторного и эмиттерного р-п переходов, включенных параллельно, (а) и его эквивалентная схема (б)

При стороне окна больше 400 мкм ошибка от замены полной площади перехода площадью основания не превышает 5 %.

Температурный коэффициент емкости ступенчатого перехода

$$ТКЕ = \frac{1}{C} \frac{\partial C}{\partial T} = \frac{1}{2} \left[ТК_{\varepsilon \Pi} - \frac{\Delta \varphi_0}{\Delta \varphi_0 - U} ТК_{\Delta \varphi_0} \right],$$

линейного

$$ТКЕ = \frac{1}{3} \left[2 \cdot ТК_{\varepsilon \Pi} - \frac{\Delta \varphi_0}{\Delta \varphi_0 - U} ТК_{\Delta \varphi_0} \right].$$

В интервале температур от -60 до $+125$ °С $ТК_{\varepsilon \Pi} \approx 2 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ и $ТК_{\Delta \varphi_0} = -(3 \div 6) \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$. При увеличении напряжения $|U|$ происходит уменьшение

вклада $\text{TK}\Delta\varphi_0$ и если $|U| \gg \Delta\varphi_0$, то определяющую роль играет $\text{TK}\varepsilon_{\text{п}}$ (см. рис. 10.16).

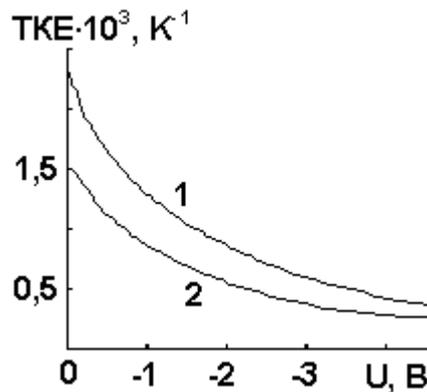


Рисунок 10.16 - Зависимость температурного коэффициента емкости от запирающего напряжения для линейного (кривая 1, $\Delta\varphi_0 = 0,8$ В и $\text{TK}\Delta\varphi_0 = -3 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$) и ступенчатого (кривая 2, $\Delta\varphi_0 = 0,7$ В и $\text{TK}\Delta\varphi_0 = -6 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$) p-n переходов. Реальные зависимости лежат между кривыми 1 и 2.

10.4.2 Резисторы

Резисторы биполярных ИС обычно изготавливают на основе полупроводниковых слоев транзисторной структуры - эмиттерного, базового, коллекторного, скрытого - или на основе поликристаллического кремния.

Удельное поверхностное сопротивление R_s диффузионных слоев зависит от параметров диффузионного процесса и может изменяться в следующих пределах: базового - от 100 до 300 Ом/□; базового, ограниченного эмиттерным, - от 5 до 20 кОм/□; скрытого - от 5 до 15 Ом/□; эмиттерного - от 2 до 5 Ом/□.

Диапазон регулирования сопротивления поликремниевых резисторов значительно шире, чем диффузионных.

Нормальная работа диффузионных резисторов (ДР) обеспечивается закрытым состоянием переходов, ограничивающих резистивные слои. Наибольшее распространение получили ДР на основе базового p-слоя (см. рис. 10.17). Для нормальной работы такого резистора на коллекторную

область необходимо подать запирающее напряжение U_3 , превышающее напряжение на контактах резистора.

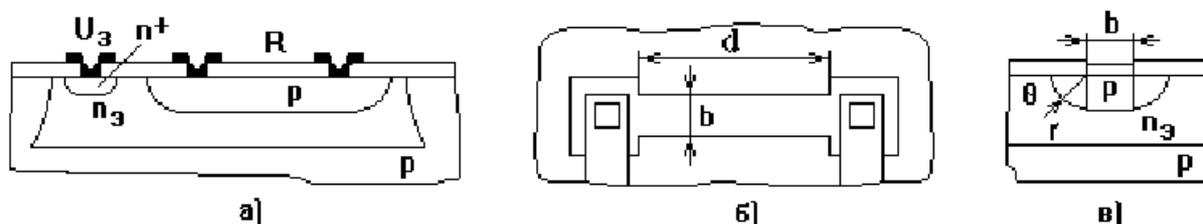


Рисунок 10.17 - Структура (а), топология (б) и поперечное сечение канала (в) диффузионного резистора на основе базового р-слоя

Удельная поверхностная проводимость базового р-слоя

$$G_S = q \int_0^{x_K} \mu_p(N_A) N_A(x) dx,$$

где q – заряд электрона; x_K – толщина слоя; $\mu_p(N_A)$ – зависимость подвижности дырок от концентрации акцепторной примеси; $N_A(x)$ – зависимость последней от координаты. В диапазоне концентраций $3 \cdot 10^{15} \leq N_A \leq 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [1]

$$\ln \mu_p \approx \ln K_p + m \ln N_A,$$

т. е.

$$\mu_p \approx K_p N_A^m,$$

где $\ln K_p = 15,00$ и $m = -0,245$. Подставив выражение μ_p и концентрационный профиль $N_A(x)$ в выражение для G_S , получим

$$G_S = q K_p N_S^{m+1} \int_0^{x_K} \exp[-(m+1)(x/x_K)^2] dx.$$

Для интегрирования последнего выражения удобно заменить верхний предел x_K на бесконечность. Как показывают расчеты, такая замена дает ошибку, не превышающую $1,5 \div 2 \%$. Осуществив указанную замену и произведя интегрирование, получим

$$G_S = (qK_p N_{S2}^{m+1} x_K / 2) \sqrt{\pi / (m+1)}.$$

Соответствующее сопротивление слоя

$$R_S = [2 / (qK_p N_{S2}^{m+1} x_K)] \sqrt{(m+1) / \pi}.$$

Проводимость канала ДР на основе базового р-слоя (см. рис. 10.17, в)

$$G = G_{cp} + 2G_6,$$

где G_{cp} – проводимость средней части (длиной d и шириной b); G_6 – проводимость боковых частей (ограниченных четвертью окружности с радиусом $r = x_K$).

Выражения для G_6 имеет вид

$$G_6 = \frac{q}{d} \int_0^{\pi/2} d\theta \int_0^{x_K} \mu_p(N) N(r) r dr,$$

где θ и r – координаты точек боковых частей диффузионной области.

Произведя интегрирование этого выражения при $x_K = \infty$, получим

$$G_6 = q\pi K_p N_{S2}^{m+1} x_K^2 / [4d(m+1)].$$

Сопротивление средней части резистора без учета влияния боковых частей

$$R_{cp} = R_S d / b.$$

Боковые части можно учесть введя эффективную ширину ДР $b_{эфф} = b + 2\Delta b_6$.

При этом

$$R = R_S d / b_{эфф} = R_S d / (b + 2\Delta b_6).$$

Подставив в последнюю формулу выражения G_S и G_6 , получим

$$\Delta b_6 = (x_K / 2) \sqrt{\pi(m+1)} = 1,02 x_K.$$

ДР с сопротивлением $500 \div 1000$ Ом имеют прямолинейную конфигурацию, а с сопротивлением более 1 кОм – конфигурацию с изломами (рис. 10.18, а); при этом могут использоваться контакты, показанные на рис. 10.18, а, б. При большом сопротивлении ДР применяется зигзагообразная структура с числом изломов $n \gg 1$. ДР с сопротивлением $50 \div 500$ Ом обычно имеет прямолинейную конфигурацию с контактами, показанными на рис. 10.18, в.

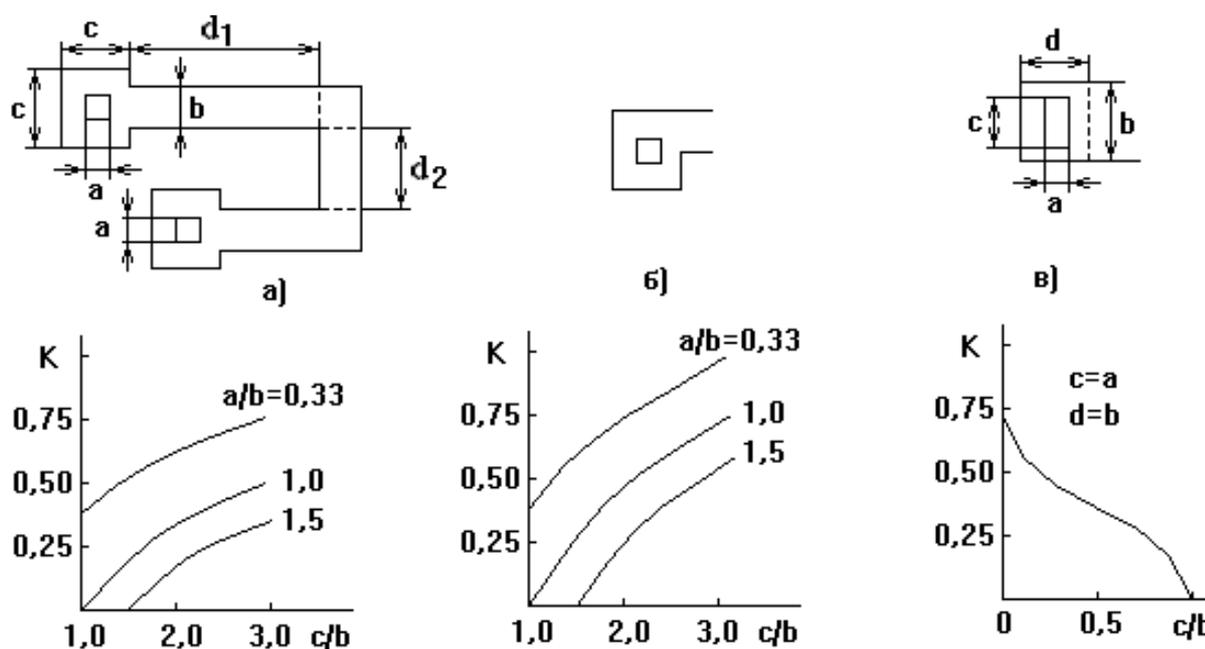


Рисунок 10.18 - Топология ДР зигзагообразной формы (а), несимметричной (б) и симметричной (в) контактных площадок и соответствующие зависимости коэффициента К от размеров этих площадок

В общем случае сопротивление резистора [1, 7]

$$R = R_S \left(\sum_{i=1}^{n+1} d_i / b_{\text{эфф}} + 0,55n + K_1 + K_2 \right),$$

где n – число изломов; 0,55 – эквивалентное число квадратов, определяющее сопротивление области излома – квадрата со стороной b ; K_1 и K_2 –

коэффициенты, зависящие от формы и размеров контактных площадок - первой и второй.

Площади пассивных элементов полупроводниковых ИС превышают площади активных элементов. Т. к. стоимость ИС определяется непосредственно числом кристаллов, изготовленных в полупроводниковой пластине, то при функциональном (схемотехническом) проектировании полупроводниковых ИС число пассивных элементов уменьшают, а активных – увеличивают. В ряде случаев в качестве пассивных используются активные элементы. Так, резисторы с большим номинальным сопротивлением, изготовленные на основе слоя базы, ограниченного слоем эмиттера (пинч-резисторы, см. рис. 10.19), фактически представляют собой полевые транзисторы с управляющим p-n-переходом (см. раздел 10.3.2).

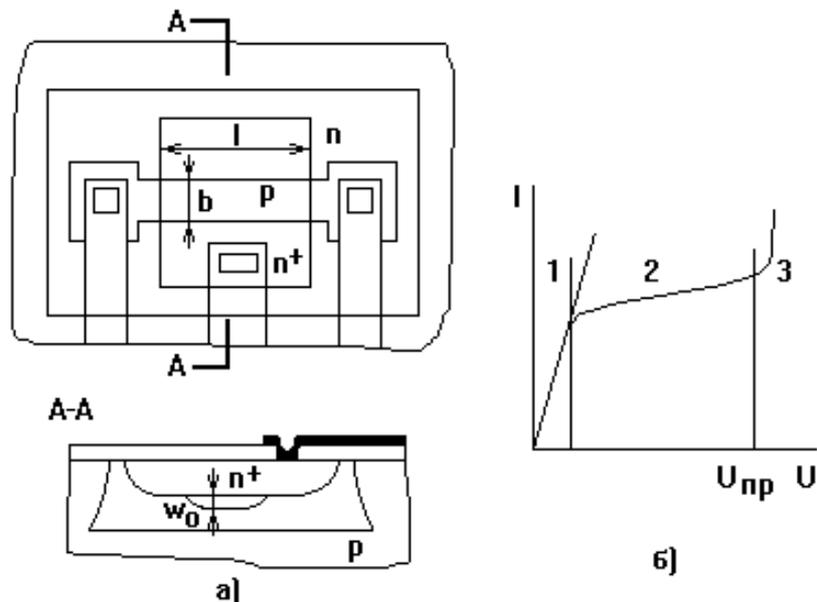


Рисунок 10.19 - Структура (а) и ВАХ (б) пинч-резистора

Температурная зависимость сопротивления ДР определяется температурными характеристиками подвижности и концентрации носителей заряда. В общем виде температурный коэффициент сопротивления

$$\text{ТКС} = (1/R)dR/dT.$$

На рис. 10.20 представлены средние значения ТКС - в диапазоне температур от -60 до $+125$ °С - для ДР на основе базового р-слоя в зависимости от удельного сопротивления слоя. Для ДР на основе эмиттерной диффузии ($R_s = 2 \div 5$ Ом/□) ТКС $\approx 0,02$ %/К.

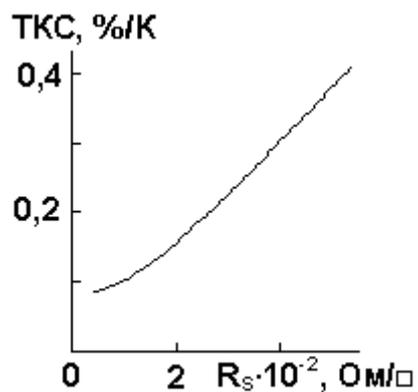


Рисунок 10.20 - Зависимость ТКС от удельного сопротивления диффузионного р-слоя

11 ЭЛЕМЕНТЫ МДП - ИС

11.1 МДП - конденсаторы

На рис. 11.1, а показана упрощенная структура МДП - конденсатора. Верхняя обкладка – металл или поликристаллический кремний, нижняя – полупроводник n- или p-типа, в качестве диэлектрика обычно используется двуокись кремния. Наличие n⁺-слоя уменьшает последовательное сопротивление нижней обкладки, а также зависимость емкости конденсатора от внешнего напряжения [1].

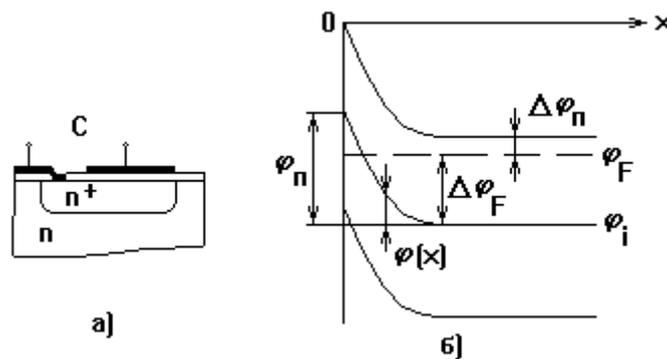


Рисунок 11.1 - Структура МДП – конденсатора (а) и зонная диаграмма (б) приповерхностного слоя полупроводника

Рассмотрим характеристики **идеального конденсатора**, в котором не учитываются поверхностные состояния на границе диэлектрик – полупроводник, разность работ выхода структуры диэлектрик – металл – полупроводник и заряд в диэлектрике. Его емкость

$$C = C_d C_n / (C_d + C_n),$$

где C_d – емкость диэлектрика; C_n – дифференциальная емкость полупроводника. Удельная емкость, определяемая диэлектриком,

$$C_d = \epsilon_d \epsilon_0 / h_d,$$

где h_d – толщина диэлектрика. Дифференциальная емкость C_{Π} зависит от величины заряда в приповерхностном слое полупроводника и протяженности слоя.

На рис. 11.1, б показана зонная диаграмма границы диэлектрик – полупроводник: φ_n – поверхностный потенциал; φ_F – потенциал Ферми; φ_i – потенциал середины запрещенной зоны; $\Delta\varphi_F = \varphi_i - \varphi_F$ – потенциал вне приповерхностного слоя. Будем полагать, что для полупроводника n-типа $\Delta\varphi_F < 0$ и $\varphi_n < 0$. Если $|\varphi_n|$ увеличивается, то концентрация электронов в приповерхностном слое уменьшается и образуется область пространственного заряда толщиной

$$h_{\Pi} \approx \sqrt{2\varepsilon_{\Pi}\varepsilon_0|\varphi_{\Pi}|/(qN_D)}.$$

При $|\varphi_n| > |\Delta\varphi_F|$ происходит инверсия типа проводимости, а при $|\varphi_n| \geq 2|\Delta\varphi_F|$ – сильная инверсия (сильное обогащение дырками).

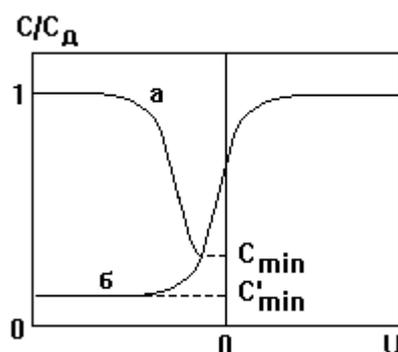


Рисунок 11.2 - Зависимость относительной емкости МДП - конденсатора от приложенного напряжения

На рис. 11.2 представлена зависимость емкости C от внешнего напряжения. Кривая а соответствует статическому режиму. Для плоских зон ($\varphi_n = 0$)

$$C_{\Pi} = \sqrt{2\varepsilon_{\Pi}\varepsilon_0}/L_D,$$

где $L_D \approx \sqrt{2\varepsilon_{\text{п}}\varepsilon_0\varphi_T / (qN_D)}$ – длина Дебая. При $\varphi_{\text{п}} = 2\Delta\varphi_F$ наступает сильная инверсия и ширина слоя пространственного заряда достигает максимального значения

$$h_{\text{п max}} \approx \sqrt{2\varepsilon_{\text{п}}\varepsilon_0|2\Delta\varphi_F| / (qN_D)}.$$

Соответствующее $h_{\text{п max}}$ напряжение (квазипороговое)

$$U'_{\text{пор}} \approx -Q_{\text{п}} / C_{0\text{д}} + 2\Delta\varphi_F \approx -qN_D h_{\text{п max}} / C_{0\text{д}} + 2\Delta\varphi_F,$$

где $Q_{\text{п}} = Q_{\text{р}} + qN_D h_{\text{п max}}$ – плотность положительного заряда в приповерхностном слое; $Q_{\text{р}} \ll qN_D h_{\text{п max}}$ – соответствующая плотность пространственного заряда дырок. Дальнейшее увеличение $|\varphi_{\text{п}}|$ ($U < 0$) вызывает появление пространственного заряда дырок, экранирующего внутренний слой пространственного заряда ионизированных доноров, что вызывает возрастание емкости C . При рабочих частотах $f > 100$ Гц пространственный заряд дырок не успевает отслеживать изменение напряжения, и емкость C не возрастает (рис. 11.2, кривая б, $U < 0$).

В диапазоне изменения $0 < |\varphi_{\text{п}}| < 2|\Delta\varphi_F|$

$$C_{\text{п}} = \varepsilon_{\text{п}}\varepsilon_0 / h_{\text{п}}.$$

Как следует из выражения для емкости,

$$C'_{0\text{ min}} = \varepsilon_{\text{д}}\varepsilon_0 / [h_{\text{д}} + (\varepsilon_{\text{д}} / \varepsilon_{\text{п}})h_{\text{п max}}].$$

Величина $\Delta\varphi_{\text{п}}$ (см. рис. 11.1, б) находится из соотношения

$$\Delta\varphi_{\text{п}} = \varphi_{\text{а}} / 2 - \varphi_T \ln(N_D / n_i),$$

где $\varphi_{\text{а}}$ – ширина запрещенной зоны.

$$\Delta\varphi_F = \Delta\varphi_{\text{п}} - \varphi_{\text{а}} / 2 = -\varphi_T \ln(N_D / n_i).$$

В реальных конденсаторах учитываются и поверхностные состояния на границе диэлектрик – полупроводник, и разность работы выхода структуры диэлектрик – металл – полупроводник, и заряд в диэлектрике.

Учет поверхностных состояний на границе раздела Si – SiO₂ эквивалентен введению в выражение для $U'_{\text{пор}}$ некоторого заряда $Q_{\text{пс}}$ поверхностных состояний, В табл. 11.1 представлены значения плотности заряда $Q_{\text{пс}}$ для различных кристаллографических плоскостей [1]. Независимо от кристаллографической ориентации, $Q_{\text{пс}} > 0$.

Таблица 11.1 – Плотность заряда поверхностных состояний на границе Si – SiO₂

Кристаллографическая плоскость	<111>	<110>	<100>
$(Q_{\text{пс}}/q) 10^{-11}, \text{ см}^{-2}$	5,0	2,0	0,9

Разность работ выхода структуры металл – полупроводник

$$\varphi_{\text{МП}} = \varphi_{\text{М}} - \varphi_{\text{пд}} - \Delta\varphi_{\text{F}} - \varphi_{\text{а}} / 2,$$

где $\varphi_{\text{М}}$ и $\varphi_{\text{пд}}$ – работа выхода металла и высота потенциального барьера на границе полупроводник – диэлектрик. Для Si – SiO₂ $\varphi_{\text{пд}} = 4,35$ В при $T = 300$ К. Значения $\varphi_{\text{М}}$ для различных металлов приведены в табл. 11.2 [1].

Таблица 11.2 – Работа выхода металлов

Металл	Mg	Al	Ag	Cu	Ni	Au	Pt
$\varphi_{\text{М}}, \text{ В}$	3,7	4,3	4,3	4,4	4,5	4,8	5,3

Рассмотренные два фактора, а также пространственный заряд, обычно присутствующий в диэлектрике ($Q_{\text{д}}$), влияют на величину порогового напряжения. С их учетом

$$U_{\text{пор}} = -(Q_{\text{п}} + Q_{\text{пс}} + Q_{\text{д}}) / C_{0\text{д}} + 2\Delta\varphi_{\text{F}} + \varphi_{\text{МП}}.$$

Как правило, $Q_{\text{д}} > 0$ и его значение определяется качеством технологического процесса изготовления ИС. Оно может меняться в довольно широких пределах, ухудшая стабильность $U_{\text{пор}}$. Для обеспечения постоянства $U_{\text{пор}}$

необходимо, чтобы $Q_d \ll (Q_n + Q_{nc})$. Специальные методы стабилизации Q_d позволяют обеспечить $Q_d \leq 10^{-8}$ Кл/см², что снижает его влияние [$Q_{nc} = (1,4 \div 8,0) \cdot 10^{-8}$ Кл/см², см. табл. 11.1]. Поэтому при оценочных расчетах Q_d можно не учитывать и использовать соотношение

$$U_{пор} = -(Q_n + Q_{nc}) / C_{0д} + 2\Delta\phi_F + \phi_M.$$

В табл. 11.3 показаны знаки величин, входящих в последнее выражение для $U_{пор}$ [1]. В соответствии с этим выражением наличие Q_{nc} вызывает сдвиг вольт-фарадной характеристики МДП - конденсатора по оси напряжений.

Таблица 11.3 – Знаки величин, входящих в соотношение для $U_{пор}$

Тип полу- проводника	Знаки величин				
	Q_{nc}	Q_n	$\Delta\phi_F$	$\phi_{МП}$	Q_d
n	+	+	-	-	+
p	+	-	+	-	+

Иногда используются диэлектрики более сложной структуры: нитрид кремния (Si_3N_4) – двуокись кремния – кремний. При этом в формуле для расчета емкости диэлектрика необходимо заменить ϵ_d на эффективное значение

$$\epsilon_{дэфф} = \epsilon_{д1} \epsilon_{д2} h_d / (\epsilon_{д2} h_{д1} + \epsilon_{д1} h_{д2}),$$

где $\epsilon_{д1}$, $\epsilon_{д2}$ и $h_{д1}$, $h_{д2}$ – диэлектрические проницаемости и толщины SiO_2 и Si_3N_4 соответственно. Напряжение пробоя МДП - конденсатора определяется электрической прочностью диэлектрика; для SiO_2 значение критической напряженности электрического поля $E_{кр} = 6 \cdot 10^6$ В/см.

Погрешность изготовления МДП - конденсатора при $C_n \gg C_d$ определяется технологическими допусками на толщину диэлектрика

$$\Delta C_d / C_d \approx - \Delta h_d / h_d.$$

Обычно погрешность близка к 20%.

Температурная характеристика МДП - конденсатора определяется температурной зависимостью ϵ_d .

Планарные МДП – конденсаторы занимают большую площадь на поверхности кристалла. Поэтому в МДП - ИС наивысшей степени интеграции конденсаторы располагают в плоскости перпендикулярной поверхности, - это так называемые траншейные (trench) конденсаторы. Например, в ИС динамической памяти с произвольным доступом фирмы ИВМ для хранения информационного заряда использованы такие конденсаторы шириной 0,25 мкм, технология их изготовления включает несколько литографических операций с разрешением 0,15 мкм [8].

11.2 МДП - транзисторы

Наибольшее распространение в МДП - ИС получили МДП - транзисторы с индуцированным каналом. На рис. 11.3, а показана структура МДП-транзистора с индуцированным каналом р-типа (обозначен штриховой линией). Обычно электрод истока соединен с полупроводниковой пластиной.

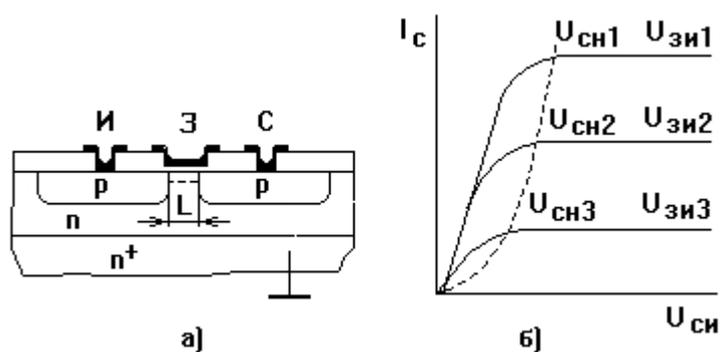


Рисунок 11.3 - Структура (а) и выходные характеристики (б) МДП - транзистора с индуцированным каналом р-типа

На рис. 11.4 приведена эквивалентная схема нелинейной модели МДП - транзистора, учитывающая нефункциональные сопротивления областей истока и стока, а также наличие подложки.

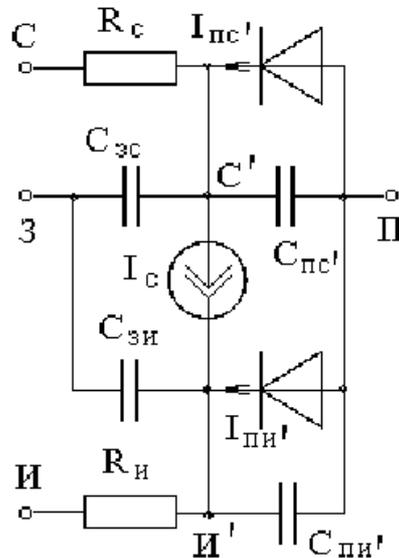


Рисунок 11.4 – Нелинейная модель полевого транзистора с изолированным затвором

Токи р-п переходов $I_{пс'}$ и $I_{пд'}$ описываются уравнениями

$$I = I_S [\exp(U/MU_T) - 1],$$

где U - напряжение, приложенное к р-п переходу; I_S – ток насыщения; $U_T = kT/q$ – тепловой потенциал; q – заряд электрона; k - постоянная Больцмана; T - температура в Кельвинах; M – коэффициент неидеальности, учитывающий отклонение реальной характеристики от теоретической характеристики р-п перехода. Ток источника, моделирующего усилительные свойства транзистора,

$$I_C = b [(U_{зи'} - U_{пор})U_{си'} - U_{си'}^2/2], \text{ при } U_{си'} < U_{зи'} - U_{пор},$$

$$I_C = b (U_{зи'} - U_{пор})^2/2, \text{ при } U_{си'} > U_{зи'} - U_{пор},$$

где $b = \epsilon_d \epsilon_0 \mu_p z / (L h_d)$ – удельная крутизна; $U_{зи'}$, $U_{си'}$ – напряжение между затвором и истоком, стоком и истоком соответственно; z - ширина канала; L – длина канала; h_d – толщина подзатворного окисла; $U_{пор}$ – пороговое

напряжение. Началу области насыщения (пологого участка ВАХ) соответствует напряжение

$$U_{\text{Синас}} = U_{\text{ЗИ}} - U_{\text{пор}}.$$

Из ВАХ транзистора для области насыщения можно определить его крутизну на пологом участке

$$S = dI_C / dU_{\text{ЗИ}} = b(U_{\text{ЗИ}} - U_{\text{ЗИпор}})$$

или

$$S = \sqrt{2bI_C}.$$

Продифференцировав первое (при $U_{\text{СИ}} < U_{\text{Синас}}$) выражение для I_C по $U_{\text{СИ}}$, получим дифференциальное сопротивление транзистора на крутом участке

$$R_i = b[|U_{\text{ЗИ}} - U_{\text{ЗИпор}} - U_{\text{СИ}}|]^{-1},$$

а при $|U_{\text{СИ}}| \ll |U_{\text{ЗИ}} - U_{\text{ЗИпор}}|$ сопротивление канала

$$R_0 = b[|U_{\text{ЗИ}} - U_{\text{ЗИпор}}|]^{-1}.$$

Быстродействие МДП - транзистора определяется двумя основными параметрами: временем пролета носителей через канал $t_k = L/V_{\text{ос}}$ ($V_{\text{ос}} \approx 10^7$ см/с) и постоянной времени заряда емкости затвора через сопротивление канала (τ_s). Обычно t_k существенно меньше τ_s и поэтому t_k пренебрегают. Величина τ_s (постоянной времени крутизны) запишется как

$$\tau_s = R_0 C_3 = L^2 / [\mu_p |U_{\text{ЗИ}} - U_{\text{ЗИпор}}|],$$

где емкость затвора

$$C_3 = \epsilon_d \epsilon_0 zL/h_d.$$

В качестве материала затвора могут использоваться не только металлы, но и высоколегированный поликристаллический кремний. Для последнего

$$\phi_{\text{МДП}} = \Delta \phi_{\text{ПК}} - \Delta \phi_{\text{К}},$$

где $\Delta\phi_{ПК}$, $\Delta\phi_{К}$ - разности потенциалов между серединой запрещенной зоны и уровнями Ферми для поликристаллического кремниевого затвора и полупроводниковой пластины. Меняя значения $\Delta\phi_{ПК}$, $\Delta\phi_{К}$ можно управлять пороговым напряжением, в частности уменьшать $|U_{ЗИпор}|$ в р-канальных транзисторах.

На рис. 11.5 приведена расчетная зависимость пороговых напряжений МДП - транзистора с каналами n- и р-типов от концентрации примеси в полупроводниковой подложке [1]. Транзисторы изготовлены на кремнии с кристаллографической ориентацией $\langle 100 \rangle$, электрод затвора выполнен из Al, толщина подзатворного окисла (SiO_2) $h_d = 10^{-5}$ см, $Q_d = 10^{-8}$ Кл/см². Видно, что у n-канальных транзисторов при $N_A \leq 3 \cdot 10^{15}$ см⁻³ канал встроенный.

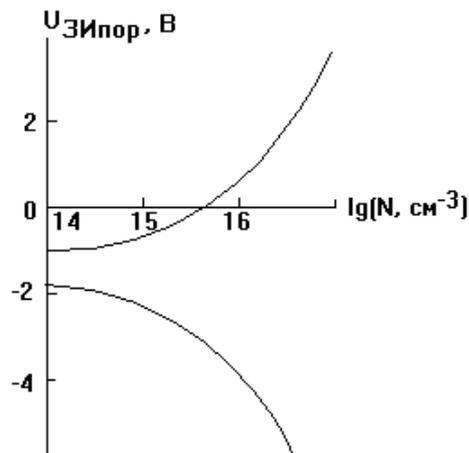


Рисунок 11.5 - Зависимость пороговых напряжений МДП - транзистора от концентрации примеси в полупроводниковой подложке

Температурные зависимости параметров МДП – транзистора определяются, в основном, изменениями собственной концентрации и подвижности носителей заряда. Собственная концентрация

$$n_i = 3,7 \cdot 10^{16} T^{3/2} \exp[-\phi_{a0} / (2\phi_T)],$$

где ϕ_{a0} – ширина запрещенной зоны при $T = 0$ К. Подвижность

$$\mu = \mu_0 T_0 / T,$$

где μ_0 – подвижность при температуре T_0 . Изменения ширины запрещенной зоны и диэлектрической проницаемости, как показывает анализ, оказывают существенно меньшее влияние.

Рассмотрим температурные зависимости порогового напряжения, удельной крутизны и тока стока в области насыщения.

В температурной зависимости $U_{\text{ЗИпор}}$ определяющую роль играет изменение значений $\Delta\phi_F$ и $Q_{\text{п}}$. Используя соотношение

$$h_{\text{п max}} \approx \sqrt{2\varepsilon_{\text{п}}\varepsilon_0|2\Delta\phi_F|/(qN_{\text{Д}})},$$

$$\Delta\phi_F = \Delta\phi_{\text{п}} - \phi_{\text{а}}/2 = -\phi_{\text{T}} \ln(N_{\text{Д}}/n_{\text{i}}),$$

$$n_{\text{i}} = 3,7 \cdot 10^{16} T^{3/2} \exp[-\phi_{\text{а0}}/(2\phi_{\text{T}})],$$

получим

$$dU_{\text{ЗИпор}}/dT = (d\Delta\phi_F/dT)[2 + Q_{\text{п}}/(2C_{0\text{д}}|\Delta\phi_F|)],$$

где $d\Delta\phi_F/dT = (\Delta\phi_F + \phi_{\text{а0}}/2)/T$. Из выражений для удельной крутизны и температурной зависимости подвижности имеем

$$db/dT = -b/T.$$

Здесь b – удельная крутизна при температуре T .

Температурную характеристику тока стока в режиме насыщения получим из уравнения ВАХ $I_{\text{С}} = b(U_{\text{ЗИ}} - U_{\text{ЗИпор}})^2/2$, используя выражение для температурной зависимости подвижности,

$$dI_{\text{С}}/dT = I_{\text{С}}[-1/T - 2(dU_{\text{ЗИпор}}/dT)(U_{\text{ЗИ}} - U_{\text{ЗИпор}})].$$

Из анализа выражений для $dU_{\text{ЗИпор}}/dT$ и $d\Delta\phi_F/dT$ следует, что при учете полярности напряжений $U_{\text{ЗИ}}$, $U_{\text{ЗИпор}}$ слагаемые в прямых скобках последней формулы имеют различные знаки и при некотором напряжении $U_{\text{ЗИ}}$ $dI_{\text{С}}/dT = 0$.

11.3 МДП - резисторы

В ИС на основе МДП - транзисторов в качестве резисторов обычно используются сами МДП - транзисторы. Как указывалось выше, сопротивление слоев диффузионных областей в р-канальных транзисторах $R_s = 50 \div 150 \text{ Ом}/\square$, в то время как удельное сопротивление слоев канала составляет десятки килоом на квадрат. Это позволяет существенно уменьшить площадь, занимаемую резистором.

При использовании таких резисторов МДП - транзистор включается по схеме с общим стоком. На стоке поддерживается напряжение E_c , а на затворе E_z . Различают два случая: $|E_z - U_{зи\text{пор}}| \leq |E_c|$ и $|E_z - U_{зи\text{пор}}| > |E_c|$. В первом МДП - транзистор работает в пологой области ВАХ, во втором – в крутой. Используя уравнения для $C_{од}$, b , R_i , R_0 получаем уравнение дифференциального сопротивления МДП - резистора:

для пологого участка ВАХ

$$R_{д.п} = L[z\mu C_{од}|U_{зи\text{пор}}|(U_{СИ}/U_{зи\text{пор}} - 1)]^{-1},$$

для крутого участка ВАХ

$$R_{д.к} = L[z\mu C_{од}|U_{зи\text{пор}}|(U_{СИ}/U_{зи\text{пор}} + \Delta E/U_{зи\text{пор}} - 1)]^{-1},$$

где $\Delta E = E_z - E_c$. Для увеличения R_d значение L/z должно быть равно $1 \div 10$. Выражение для $R_{дк}$ отличается от $R_{дп}$ сдвигом характеристики при $U_{СИ}/U_{зи\text{пор}} = 0$ на величину $\Delta E/U_{зи\text{пор}}$. Из выражений для $R_{дк}$ и $R_{дп}$ также следует нелинейная их зависимость от напряжения. Однако этот недостаток, если он оказывает отрицательное влияние на характеристики ИС, исправляется схемотехнически.

11.4 Инверторы на МДП - транзисторах

Рассмотрим ключ (инвертор) на МДП - транзисторе - элементарную ячейку электронной логики (см. рис. 11.6). Носителем электронной информации в такой ячейке является электрический заряд Q , запасенный емкостью C .

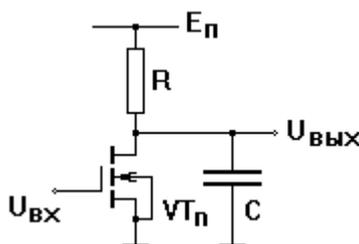


Рисунок 11.6 – Электронный ключ

При напряжении на затворе транзистора $U_{вх}$ не превышающем порогового напряжения $U_{пор}$ транзистор заперт. На обкладках конденсатора падает высокое напряжение $U_{в}$ и накапливается большой заряд $Q_{в} = CU_{в}$, соответствующий, допустим, логической единице. Если же $U_{вх} > U_{пор}$, транзистор находится в проводящем состоянии и на обкладках конденсатора, включенного параллельно транзистору, падает низкое напряжение $U_{н}$ и накапливается небольшой заряд $Q_{н} = CU_{н}$ (логический нуль). Переключение транзистора из закрытого в открытое состояние сопровождается передачей заряда $\Delta Q = C(U_{в} - U_{н}) = C \Delta U$ и рассеянием в виде тепла энергии $\Delta W = 0,5 C \Delta U^2$. Величина ΔW называется фактор качества и является определяющей характеристикой электронного ключа. Разность ΔU называется логическим перепадом. Чем меньше фактор качества, тем больше допустимая степень интеграции и тем больше производительность ИС, под которой понимают произведение числа элементов (транзисторов) N на рабочую частоту f :

$$P = N f = N / \tau_{п},$$

где $\tau_{п}$ - время переключения.

Другой вид затрат энергии - другой источник выделения тепловой энергии, которую необходимо отводить, - мощность, рассеиваемая в

резисторе, включенном для ограничения тока между источником напряжения E_n и зарядным конденсатором. Этот вид затрат энергии практически исключается в логическом элементе КМДП (комплементарной, т. е. дополнительной МДП-структуре), в которой объединены два МДП-транзистора (рис. 11.7) с каналами n и p типа. Когда $U_{вх} > U_{пор}$, канал n-МДП-транзистора открывается, а второго закрывается. Второй транзистор играет роль резистора, но в данном случае сопротивление практически бесконечное, следовательно, по нему ток не течет. Выходным напряжением является напряжение на стоке и истоке n-МДП-транзистора. Поскольку затвор изолирован, постоянный ток между двумя МДП-транзисторами через цепь затвора отсутствует, и когда схема не переключает, она практически не потребляет энергии. Малое статическое потребление энергии является одним из важных преимуществ КМДП-структуры, и именно поэтому данный компонент применяется во всех микроэлектронных устройствах широкого потребления.

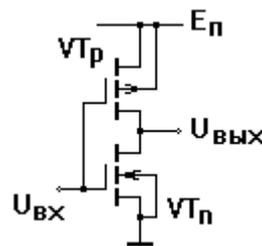


Рисунок 11.7 - Электрическая схема инвертора на комплементарной МДП – структуре

11.5 Технология n-МОП СБИС

Рассмотрим основные технологические этапы изготовления n-МОП СБИС на примере создания логического вентиля И-НЕ - инвертора с двумя входами [9].

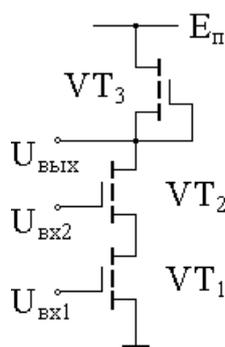


Рисунок 11.8 - Принципиальная схема вентиля И-НЕ

Вентиль (см. рис. 11.8) состоит из последовательно соединенных двух транзисторов, работающих в режиме обогащения (нормально закрытых) и одного транзистора, работающего в режиме обеднения (нормально открытого). Все транзисторы располагаются между шиной источника питания (E_n) и заземляющей шиной. Затворы первых двух транзисторов служат входами схемы, а сток второго транзистора, соединенный с затвором третьего, является выходом инвертора.

Нормально открытый транзистор служит источником тока для двух остальных. Выходное напряжение имеет низкое значение (логический нуль) только в том случае, когда оба первых транзистора открыты, т.е. на их затворы подан высокий потенциал - логическая единица.

В качестве подложки выбирают кремний р-типа проводимости легированный бором КДБ (100) с концентрацией примеси $10^{15} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Выбор такой концентрации обусловлен несколькими причинами. С одной стороны уменьшение содержания примеси приводит к снижению чувствительности порогового напряжения к напряжению смещения на подложке и уменьшению емкости р-п переходов, приводя к увеличению быстродействия транзистора. С другой стороны возрастает концентрация неосновных носителей, вызывающих рост тока утечки через обратно смещенный р-п переход, что может привести к соприкосновению областей пространственного заряда стока и истока транзистора (прокол). Одним из вариантов решения этого противоречия является выращивание

слаболегированных эпитаксиальных кремниевых слоев на сильнолегированной подложке, имеющей малую концентрацию неосновных носителей заряда.

Ориентация кремниевой подложки (100) имеет преимущество по сравнению с (111), заключающееся в более высокой подвижности электронов, обусловленной низкой плотностью поверхностных состояний на границе кремний-диэлектрик.

Рассмотрим основные этапы технологического процесса.

Этап 1. На поверхность кремниевой подложки наносится промежуточный слой термической двуокиси кремния и слой нитрида кремния, играющий роль маски при последующем локальном окислении кремния. Далее с помощью процесса литографии на поверхности вытравливаются окна, в которые осуществляется ионная имплантация бора (см. рис. 11.9). Иногда имплантацию осуществляют через слой окисла для уменьшения концентрации примеси в подложке и глубины ее проникновения.

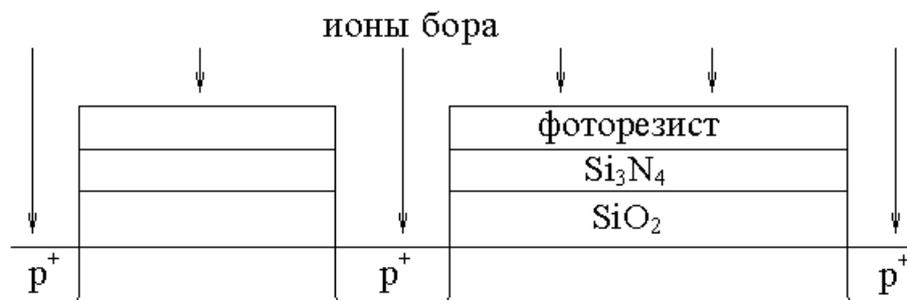


Рисунок 11.9 - Ионная имплантация бора для создания изоляции между транзисторами с помощью p-n переходов

Этап 2. Проводятся следующие технологические операции: локальное окисление кремния (ЛОКОС процесс); формирование подзатворного окисла (после удаления промежуточных слоев двуокиси и нитрида кремния);

имплантация бора для регулировки порогового напряжения нормально закрытых транзисторов; формирование окна под скрытый контакт.

Этап 3. Проводится ионная имплантация мышьяка для формирования канала нормально открытого транзистора. Использование мышьяка вместо фосфора обусловлено меньшей его глубиной проникновения в полупроводниковую подложку.

Этап 4. Проводится нанесение поликристаллического кремния с его последующим легированием мышьяком. Поликремний выполняет роль будущих затворов, предотвращает p-каналы от дальнейшей перекомпенсации акцепторной примеси мышьяком и служит материалом для последующего соединения стока и затвора нормально открытого транзистора. На этом этапе достигается самосовмещение стоков, истоков и затворов.

Этап 5. На заключительном этапе осуществляются (см. рис. 11.10): литография под металлизацию к стокам и истокам транзисторов; нанесение фосфор силикатного стекла (ФСС, предотвращает диффузию ионов натрия, сглаживает рельеф поверхности, производит дополнительную активацию примеси); формирование пассивирующего диэлектрического слоя (окисел или плазмохимический нитрид кремния).

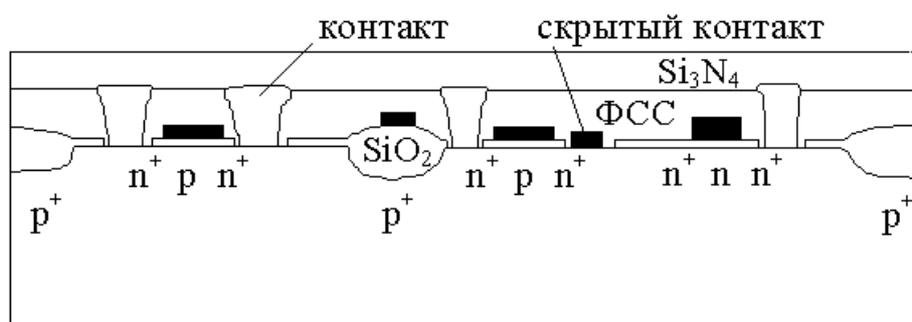


Рисунок 11.10 - Заключительный этап формирования схемы

11.6 Конструктивные особенности КМДП - ИС

В отличие от инвертора на транзисторах с каналами одного типа, в инверторе на КМДП - транзисторах использована добавочная диффузионная область (карман р-типа), а области стока транзистора V_{T_n} и истока транзистора V_{T_p} изготавливаются отдельно. Это приводит к большей площади, занимаемой КМДП - инвертором, несмотря на то, что все n-канальные транзисторы могут объединяться в одной диффузионной области.

Полученный путем компенсирующего легирования карман - ведущий конструктивный прием получения КМДП на начальном этапе их осуществления. Однако карман, изолированный закрытым p-n переходом обладает рядом недостатков [1, 10]. При формировании n-канального транзистора на поверхности p-областей в некоторых случаях возникает инверсионный слой. Для его нейтрализации используется охранное n^+ -кольцо, окружающее транзистор V_{T_n} и помещенное в p-область. При этом подзатворный окисел и электрод затвора должны полностью перекрывать пространство внутри охранного кольца и его внутреннюю часть. Главным из недостатков является «эффект защелкивания»: $p^+ - n - p - n^+$ это структура тиристора (см. рис. 11.11). Появление на выходе импульса (наводка, помеха) $U_{имп} > U_{пит}$ может привести к инжекции электронов в p-n переход и образованию лавинного пробоя (рис. 11.12). Устойчивый пробой p-n перехода называют «защелкиванием» системы («snap up»).

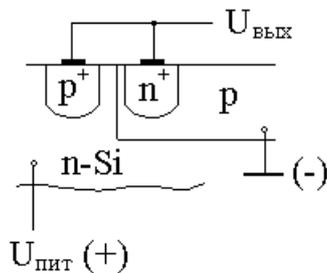


Рисунок 11.11 – Фрагмент структуры КМДП - инвертора

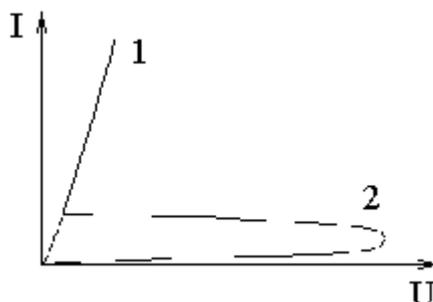


Рисунок 11.12 – Ток p-n перехода подложка – карман в зависимости от напряжения питания: 1 - ветвь пробоя, 2 – ветвь закрытого перехода

Чтобы исключить эффект «защелкивания» делают двухслойные схемы КМДП [10]. В таких структурах нет контакта к подложке (см. рис. 11.13). Технологическая трудность - вырастить высококачественную пленку кремния на слое изолирующего окисла.

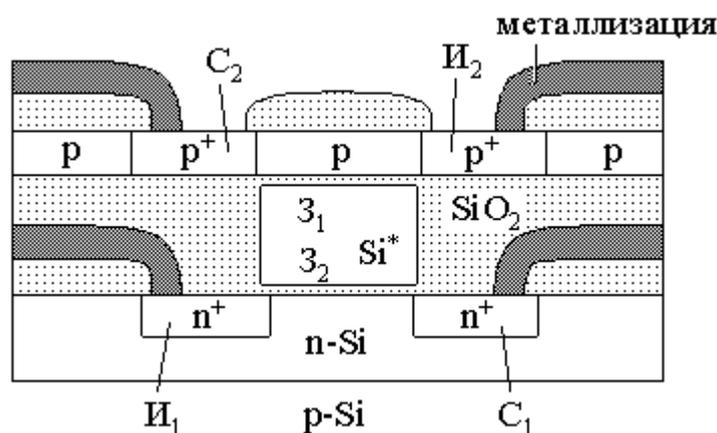


Рисунок 11.13 – Двухслойная КМДП - структура

11.7 Метод пропорциональной микроминиатюризации

Развитие интегральной электроники идет в направлении освоения субнаносекундных времен срабатывания и субмикронных размеров электронных элементов сверхвысоких уровней интеграции.

Согласно теории пропорциональной микроминиатюризации, с уменьшением размеров транзисторной структуры в M раз пропорционально

(в M раз) должна быть увеличена концентрация легирующих примесей в подложке. При этом параметры транзистора меньших размеров можно определить (с погрешностью 20 - 50 %) из характеристик исходного транзистора уменьшив в M раз масштабы по осям токов и напряжений [1].

Уменьшение размеров элементов ИС приводит к улучшению всех их основных параметров. В качестве примера рассмотрим, к чему приведет простое уменьшение в M раз всех трех размеров КМДП-структуры (длины, ширины и высоты) [2].

1. Емкость рабочая уменьшится в M раз (делится на масштабный множитель).

2. Работой КМДП-транзистора управляет электрическое поле $E = \Delta U/h$. Для сохранения поведения элемента, несмотря на уменьшение размеров, необходимо сохранить то же электрическое поле. Следовательно, величина ΔU (логический перепад) уменьшится в M раз.

3. Заряд $\Delta Q = C \Delta U$ на один бит информации уменьшается в M^2 раз.

4. В МДП-транзисторах размером более 1 мкм зарядный ток и величина ΔU пропорциональны друг другу. Следовательно, время переключения (время зарядки-разрядки емкости) логического элемента равно заряду $C \Delta U$, деленному на величину тока i . Время переключения $\tau_n = C \Delta U/i$ уменьшается в M раз.

5. Рассеиваемая мощность на один бит информации $\Delta W_{cp} = C \Delta U^2$ (коэффициент 0,5 исчезает при усреднении) уменьшается в M^3 раз.

Последнее позволяет увеличить число элементов на кристалле в M^2 раз, поскольку при увеличении числа элементов на единицу площади в M^2 раз рассеиваемая единицей площади мощность остается неизменной (она определяется теплопроводностью материала). Другими словами, если характерные размеры МДП-транзисторов уменьшились с 25 мкм до 2,5 мкм (в 10 раз), потребляемая мощность ИС не изменилась, а производительность $P = N f = N / \tau_n$ увеличилась в 10^3 раз.

При оценке быстродействия учитывались лишь емкости самих транзисторов и не учитывались емкости проводников. Параметры проводников (в пределах логического узла) при масштабировании меняются следующим образом: емкости уменьшаются в M раз, а сопротивление и плотность тока в проводниках увеличиваются в M раз.

При этом постоянная времени проводника и падение напряжения на нем не изменяются. Неизменность постоянной времени при повышении быстродействия транзисторов приводит к тому, что время переключения логических элементов τ_n в составе схемы будет уменьшаться медленнее, чем $1/M$. Неизменность падения напряжения на проводнике при снижении логических уровней приводит к уменьшению помехоустойчивости при масштабировании. Рост плотности тока приводит к электромиграции и снижению надежности проводников. Кроме того, не учитываются особенности эффектов сильного легирования эмиттера биполярного транзистора, сильного поля в короткоканальных транзисторах и некоторые др.

Особняком стоят соединительные линии. Их средняя длина при сохранении площади кристалла остается неизменной, даже возрастает. При достаточно большой длине линий быстродействие элементов будет определяться уже не параметрами этих элементов, а паразитными параметрами соединительных линий. При уменьшении размеров и увеличении быстродействия активных элементов возрастает роль краевых эффектов в соединительных шинах и влияние полупроводниковой подложки (из-за уменьшения ее удельного сопротивления).

11.8 Пределы уменьшения размеров элементов ИС

Физических ограничений в микроэлектронике достаточно много, тем не менее, в ближайшие годы ни одно из них не следует рассматривать как абсолютное препятствие для создания более интегрированных и более быстродействующих систем.

Первый предел для всех транзисторов налагается эффектом просачивания электронов. Известно, что в p-n переходе возникает двойной электрический слой толщиной порядка нескольких тысяч ангстрем, в котором существует электрическое поле, препятствующее носителям заряда свободно переходить из одной области в другую и рекомбинировать друг с другом. Если сблизить сток и исток (эмиттер и коллектор), то носители проникают (просачиваются) в области противоположной проводимости и взаимно нейтрализуются: высота потенциального барьера уменьшается, и транзистор пропускает ток. В результате ИС потребляет, во-первых, слишком много энергии, а, во-вторых, транзистор не фиксирует два четко различимых положения, соответствующих логическим единицам и нулям. Минимальная длина канала, когда можно пренебречь эффектом «просачивания», примерно 0,1 - 0,05 мкм [11].

Сложные проблемы связаны с толщиной изолирующего слоя. Будучи объектом волновой природы, электрон характеризуется длиной волны Де Бройля, зависящей от материала и скорости электрона: $\lambda = h / (m^* v)$. В частности, в кремнии она составляет несколько нанометров. Если толщина SiO₂ меньше этого расстояния, то становится заметной вероятность прохождения электрона сквозь диэлектрик и этот слой перестает быть изолирующим. По теоретическим оценкам, эта критическая толщина равна 4 – 5 нм.

При уменьшении длины канала в транзисторе увеличивается электрическое поле, кинетическая энергия электронов становится большой и не может быстро рассеиваться. Горячие электроны могут генерировать дефекты решетки. Накопление дефектов приводит к изменению порогового напряжения. Эти изменения столь велики, что транзистор может перестать переключаться. Деградации, связанной с малыми размерами, подвержены не только полупроводниковые материалы, но и металлические соединения между транзисторами, а вся логика схемы обусловлена организацией этих связей. Эти межсоединения подвергаются такому же воздействию

масштабного коэффициента уменьшения размеров M , как и транзисторы. Плотность тока в них увеличивается в M раз. Поток электронов взаимодействует с атомами металлических пленок, что приводит даже к разрыву линии. Данное явление, называемое электромиграцией, служит одной из основных причин ускоренного старения ИС и ограничивает плотность тока величиной порядка 10^6 А см⁻² (в алюминии).

Еще одна проблема связана с флуктуациями. Дело в том, что величина логического перепада ΔU , разделяющая состояние логической единицы от логического нуля, должна в 10 раз превышать амплитуду уровня шума, чтобы быть отличимой от него. Величина шума, обусловленная тепловыми колебаниями атомов, при комнатной температуре достигает 25 мВ, поэтому величина логического перепада не должна быть меньше нескольких сотен милливольт. Кроме того, флуктуации порогового напряжения МДП-транзистора в настоящее время составляют ~ 100 мВ, так что нижняя граница величины логического перепада повышается до одного вольта, и эта граница не только не снижается, но и возрастает с уменьшением размеров, что делает МДП-транзисторы еще более чувствительными к флуктуациям.

Для классических транзисторов было принято считать физическими границами миниатюризации следующие величины [11]:

- 1) толщина изолирующего слоя, обусловленная туннельным эффектом, 4 - 5 нм;
- 2) длина затвора, обусловленная эффектом просачивания, 0,1 - 0,05 мкм;
- 3) величина логического перепада ΔU , обусловленная технологическими или статистическими шумами, 1 вольт.

Тем не менее, достигнута область гигамасштабной интеграции, при которой на одной ИС располагается более 10^9 транзисторов. Транзисторы фирмы ИВМ с длиной канала 0,1 мкм и толщиной подзатворного окисла ~ 6 нм были изготовлены еще в 1986 году. Фирма в свое время опубликовала примерные характеристики КМДП-транзистора 2000 года:

- длина затвора 0,25 мкм;

- толщина окисла 6 нм;
- напряжение питания 1,2 В;
- производительность 10^{15} элемент Гц см^{-2} ;
- время переключения 50 пс.

В настоящее время микроэлектронной промышленностью в опытном порядке создаются транзисторы с размером рабочих элементов 20 – 30 нм. Они еще способны работать с обычными электрическими сигналами, однако при дальнейшем уменьшении размеров очень быстро нарастают проблемы, о которых говорилось выше. Область от 30 до 5 нм (так называемая область мезоструктур) следует считать переходной от классической твердотельной электроники к квантовой. Промышленность уже вплотную подошла к этой области. Мезотранзисторы – последний рубеж существования обычных транзисторов, за которым последует поколение нанотранзисторов.²

² Бурин А.С., Мочалкин А.К. Технология и особенности конструирования нанотранзисторов. – М.: Радио и связь, 2005. – 300 с.

12 ЭЛЕМЕНТЫ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ НА АРСЕНИДЕ ГАЛЛИЯ

До настоящего времени большая часть полупроводниковых приборов и ИС изготавливается на кремнии, что объясняется несколькими причинами: замечательными изолирующими свойствами природного диоксида кремния, возможностью получения очень чистого материала, простотой процесса легирования кремния. Общим правилом служит тезис: «то, что можно сделать на кремнии, надо делать на кремнии» [12].

Вместе с тем, большая часть научных и технических публикаций в области полупроводников и полупроводниковых приборов посвящена исследованию соединений A_3B_5 , среди которых важное место принадлежит арсениду галлия. Обладая большей шириной запрещенной зоны, этот материал способен обеспечить работу ИС при более высоких температурах, чем кремний, ввиду высокой подвижности электронов (в 5 - 10 раз выше, чем в кремнии), он позволяет изготавливать ИС с более высоким быстродействием [13]. Кроме того, полуизолирующий (компенсированный) арсенид галлия характеризуется весьма низкой электропроводностью (10^{-7} – 10^{-8} См/см), благодаря чему подложки, выполненные из этого материала, сочетают в себе достоинства полупроводниковых и диэлектрических подложек (см. раздел 2).

Одной из областей, в которые интенсивно проникает арсенидгаллиевая технология, является электроника СВЧ - диапазона, охватывающая спектр электромагнитных колебаний в пределах от единиц до сотен гигагерц. Это направление по темпам развития, широте охвата и разнообразию приложения технологических методов резко выделяется среди др. направлений, а по возможностям практического использования сравнимо только с теми из них, которые связаны с разработкой ИС для ЭВМ.

Основными активными элементами СВЧ - ИС на арсениде галлия являются полевые транзисторы Шоттки (ПТШ). Они более универсальны,

чем двухполюсные приборы (диоды Ганна, лавинно-пролетные диоды), и позволяют получать лучшие электрические и эксплуатационные характеристики устройств малой и средней мощности [13]. Сверхбыстродействующие цифровые ИС - еще одно из перспективных направлений применения ПТШ и др. активных элементов на арсениде галлия, в частности биполярных гетеротранзисторов.

Уменьшение размеров элементов сопровождается увеличением эффективной скорости электронов, уменьшением их пролетного времени и переходом к баллистическому (или квазibalлистическому) режиму работы. Одновременно, как следствие уменьшения размеров, падает и потребляемая мощность. Особый интерес представляют квантово-размерные гетероструктуры на арсениде галлия (см. раздел 6.2) и современные приборы и элементы ИС на их основе [6, 12 - 14]: гетероструктурные полевые транзисторы Шоттки с высокой подвижностью электронов, резонансно-туннельные диоды и транзисторы и др.

12.1 Биполярные гетеротранзисторы

Биполярные гетеротранзисторы (БГТ, см. рис. 12.1) характеризуются повышенной эффективностью эмиттера, т. к. на границе эмиттерного перехода потенциальный барьер для дырок из узкозонной р-базы (GaAs) в широкозонный n-эмиттер (AlGaAs) существенно больше барьера, который должны преодолевать электроны при переходе в обратном направлении (см. раздел 6.1.2).

Кроме того, к достоинствам БГТ можно отнести инжекцию в базу из эмиттера электронов с большой (относительно дна зоны проводимости базы) энергией и соответственно с большой скоростью. Это позволяет достичь малого времени пролета базы (при ее субмикронной ширине) и большого коэффициента усиления по току. Для транзисторов этого типа предсказана предельная частота 100-200 ГГц, коэффициент усиления в схеме с общим эмиттером - больше 1600 [13].

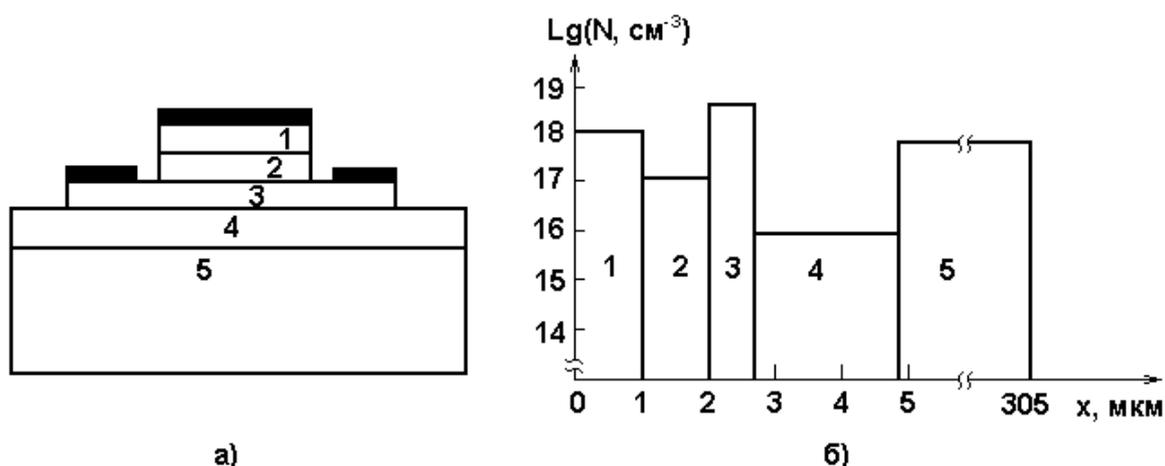


Рисунок 12.1 - Схематическое изображение (а) и возможный профиль легирования (б) биполярного гетеротранзистора:

1 – контактная область $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As} - \text{N}_D^+$, 2 – эмиттер $\text{Al}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As} - \text{N}_D^+$,
 3 – база $\text{GaAs} - \text{N}_A^+$, 4 – коллектор $\text{GaAs} - \text{N}_D^-$, 5 – подложка $\text{GaAs} - \text{N}_D^+$.

БГТ допускает более гибкий подбор профилей легирования эмиттера и базы, чем гомоструктурный биполярный транзистор. Сильное легирование базы позволяет уменьшить ее сопротивление растекания $r_{бб}$, которое обратно пропорционально числу Гуммеля:

$$Q_{б} = q \int_0^{W_{б}} N_{Aб} dx.$$

Для круглой и прямоугольной геометрии области базы соответственно имеем (см. рис. 12.2):

$$r_{бб} = \begin{cases} 1/(8\pi \mu_p Q_{б}), \\ 1/(12(h/b)\mu_p Q_{б}). \end{cases}$$

Предельная частота усиления по току f_T определяется формулой

$$1/(2\pi f_T) = \tau_3 + \tau_6 + \tau_k + \tau_z,$$

где τ_3 – время заряда емкости перехода эмиттер – база; τ_6 – время переноса носителей через базу; τ_k – постоянная времени цепи коллекторного перехода;

τ_z – время переноса носителей через область объемного заряда коллекторного перехода; τ_n – время заряда емкости перехода коллектор – подложка.

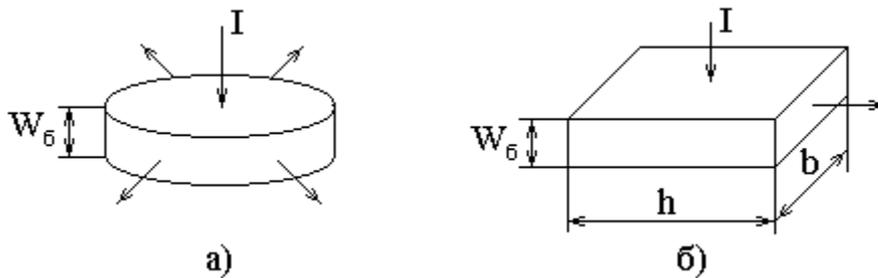


Рисунок 12.2 – Сопротивление растекания базы круглой (а) и прямоугольной (б) формы

Постоянная времени эмиттера

$$\tau_э = r_э C_э \approx \frac{4kT}{qI_э} C_{э-б}(0).$$

Слабое легирование эмиттера позволяет уменьшить емкость перехода эмиттер – база и, соответственно, увеличить предельную частоту.

Эффективное время пролета базы

$$\tau_б = W_б / v_{нб}.$$

Когда дрейфом неосновных носителей заряда можно пренебречь, эффективная скорость электронов определяется выражением

$$v_{нб} = 2D_{нб} / W_б,$$

где $D_{нб} = \mu_n kT / q$ - коэффициент диффузии электронов в базе.

Постоянная времени коллектора зависит от заряда емкости через последовательное сопротивление коллектора, т. е.

$$\tau_к = r_{кв} C_к.$$

Четвертое слагаемое в соотношении связано с конечным значением времени, необходимого для переноса носителей через область объемного заряда коллектора:

$$\tau_Z = Z_K / v_s,$$

где Z_K – ширина обедненного слоя коллектора, v_s – предельная дрейфовая скорость (в кремнии - $8,5 \cdot 10^6$ см/с, в арсениде галлия в 1,5 – 2 раза выше).

Положительный эффект, который оказывает на свойства БГТ высокая подвижность электронов в арсениде галлия, состоит в уменьшении времени пролета базы τ_b . Высокая подвижность также способствует уменьшению последовательного сопротивления коллектора r_{kv} .

К дополнительным и важным преимуществам БГТ относится также повышенная плотность критического тока, при которой происходит увеличение эффективной толщины базы (эффект Кирка [6]). Эта плотность тока пропорциональна подвижности электронов [13]:

$$J_{був} = q \mu_{nk} N_{Dk} U_K / W_K.$$

Еще одним фактором, определяющим работу прибора, следует считать эффект вытеснения эмиттерного тока (см. раздел 10). С этой точки зрения также выгодно повышать легирование в базе, поскольку рост Q_b приводит к увеличению плотности эмиттерного тока, при которой эффект вытеснения играет существенную роль.

12.2 Полевые транзисторы Шоттки

Наиболее освоенным активным элементом является n-канальный полевой транзистор с затвором Шоттки [12, 13, 6]. Канал может быть сформирован методом ионной имплантации доноров в полуизолирующую подложку, что автоматически обеспечивает взаимную изоляцию транзисторов в ИС. Такой метод требует использования высококачественных подложек с малой поверхностной плотностью дефектов и высокой подвижностью

электронов. Более высокое качество активного слоя достигается при использовании методов молекулярно-лучевой эпитаксии и пиролиза металлоорганических соединений (см. раздел 5.3).

Некоторое повышение предельной частоты достигается использованием δ -легированного канала (см. рис. 12.3), представляющего собой тонкий, сильно легированный слой n^+ -GaAs, расположенный между нелегированным активным слоем и подложкой. В такой структуре электроны в канале группируются вокруг тонкого δ -легированного слоя n^+ -GaAs, что приводит к повышению их подвижности.

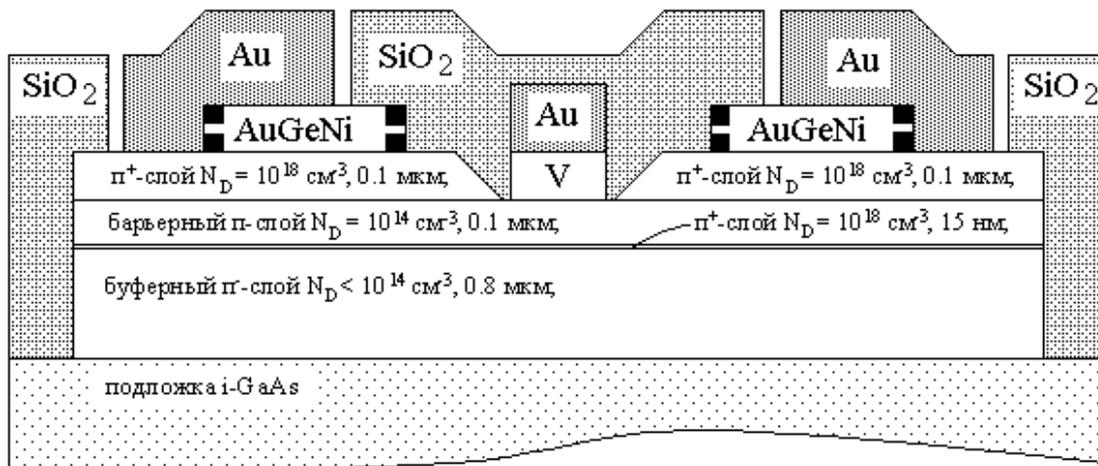


Рисунок 12.3 – Структура полевого транзистора с затвором Шоттки

Пороговое напряжение полевого транзистора с затвором Шоттки зависит от толщины, степени легирования канала, расстояния от затвора до канала и может составлять от -4 В до +0.2 В. Роль подзатворного диэлектрика выполняет обеднённая электронами область пространственного заряда (ОПЗ) под барьером Шоттки.

В структурах с однородно легированным каналом толщина ОПЗ зависит от локального напряжения затвор-канал, даже в случае длинного канала уравнения ВАХ отличаются от соответствующих уравнений для транзисторов с изолированным затвором (см., например, [15]). Ввиду

высокой подвижности электронов эффект насыщения их дрейфовой скорости проявляется уже при длине канала $L < 3$ мкм. Методы оптической литографии позволяют получить длину канала менее 0,13 мкм. При этом удельная крутизна достигает 400 мСм/мм, а предельная частота - 50 ГГц. Значение удельной крутизны ограничивается сопротивлением пассивной области истока R_s . Современные технологические методы позволяют получить R_s менее 0,5 Ом/мм.

Эффективной мерой повышения качества полевых транзисторов является введение между активным слоем канала и подложкой широкозонного буферного гетерослоя AlGaAs. Этот слой создаёт потенциальный барьер, препятствующий инжекции электронов из канала в полуизолирующую подложку. Введение буферного слоя снижает выходную проводимость и, следовательно, увеличивают коэффициент усиления по напряжению [12].

На рис. 12.4 показан гетероструктурный полевой транзистор с высокой подвижностью электронов (HEMT - High Electron Mobility Transistor).

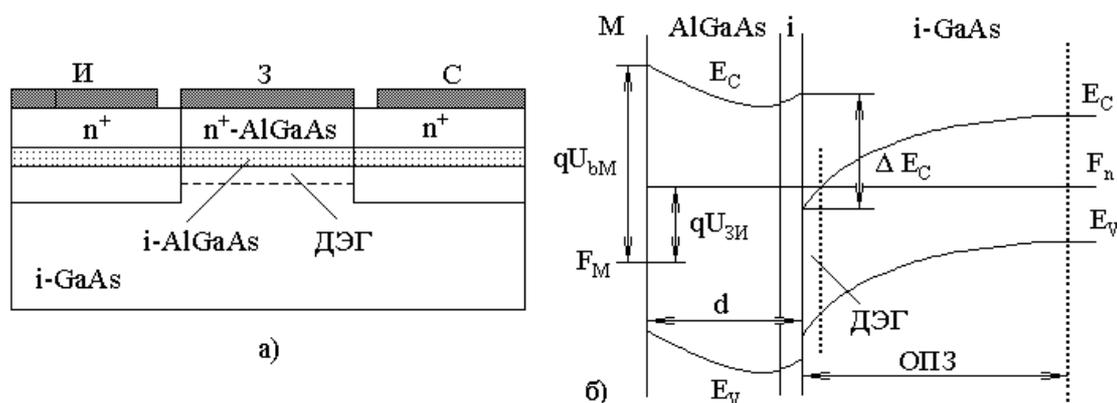


Рисунок 12.4 - Структура (а) и энергетическая диаграмма (б) гетероструктурного полевого транзистора с высокой подвижностью электронов

Электроны движутся от истока к стоку в тонком двумерном инверсионном слое, формируемом на границе между широкозонным AlGaAs и узкозонным нелегированным GaAs. Если толщина широкозонного слоя

достаточно мала, то области обеднения вблизи гетероперехода и контакта Шоттки перекрываются и все доноры широкозонного слоя оказываются ионизованными. В результате он играет роль диэлектрика, гетероструктура становится аналогом МДП-структуры и концентрация двумерных электронов линейно зависит от напряжения на затворе (контакте Шоттки).

Пороговое напряжение определяется толщиной и степенью легирования гетерослоя AlGaAs. Модуляция проводимости канала осуществляется за счёт изменения поверхностной плотности состояний.

Тонкий слой нелегированного AlGaAs отделяет 2D-электроны в GaAs от доноров в легированном слое AlGaAs под затвором. Существенное уменьшение примесного рассеяния приводит к увеличению низкополевой подвижности, особенно при низкой температуре, что, в свою очередь, уменьшает сопротивление канала между истоком и затвором, а также увеличивает крутизну транзистора.

На самом деле полностью использовать преимущества высокой подвижности двумерного газа и получить транзисторы с крутизной, во много раз большей, чем у обычных МДП-транзисторов, не удастся. Причина в том, что в реальных приборах для получения высокого быстродействия и высокой плотности интеграции в БИС расстояние между истоком и стоком делается весьма малым. При этом напряженность поля в канале настолько велика, что дрейфовая скорость электронов уже не пропорциональна полю (с коэффициентом, равным подвижности), а выходит на насыщение. В результате удельная крутизна слабее зависит от подвижности носителей.

Тем не менее, использование таких структур приводит к некоторому повышению крутизны полевых транзисторов. При температуре 77 К она может быть доведена до значений порядка 500 мСм /мм [13]. Два других важных параметра - характерное время переключения и энергетические затраты на одно переключение транзистора - также могут быть уменьшены по сравнению со стандартными полевыми транзисторами на однородном GaAs.

В последние годы характеристики НЕМТ были значительно улучшены за счёт использования новых полупроводниковых соединений A_3B_5 . Весьма перспективными оказались соединения $InGaAs$, $InGaP$, $InAlAs$ и InP . Введение индия в $GaAs$ существенно повышает подвижность электронов и сужает ширину запрещённой зоны. Кроме того, структура $In_{0,53}Ga_{0,47}As/GaAs$ имеет вдвое больший разрыв зоны проводимости, чем $Al_{0,3}Ga_{0,7}As/GaAs$, что позволяет устранить появление паразитного канала в транзисторах с такой структурой, называемых псевдоморфными НЕМТ (p-НЕМТ) [12].

Наилучшие характеристики получены в псевдоморфных НЕМТ на InP -подложке (структура $InGaAs/InP$). Простейшая структура и энергетическая диаграмма p-НЕМТ $In_{0,53}Ga_{0,47}As/InP$ представлены на рис. 12.5.

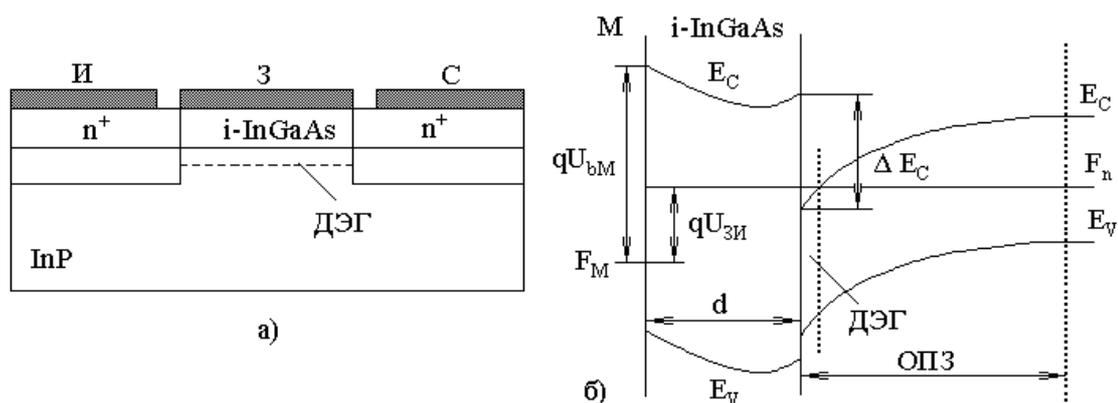


Рисунок 12.5 - Структура (а) и энергетическая диаграмма (б) псевдоморфного НЕМТ

В 1988 г. были продемонстрированы p-НЕМТ на InP -подложке с предельной частотой $f_T > 200$ ГГц (на треть выше, чем на подложке из $GaAs$). В наибольшей степени их преимущества проявляются в мощных устройствах, поскольку теплопроводность InP выше, чем $GaAs$. Кроме того, в p-НЕМТ на InP обеспечиваются большие плотность двумерного электронного газа и предельная скорость электронов, что позволяет получать более высокие плотности тока.

12.3 Резонансно-туннельные диоды и транзисторы

Резонансно-туннельный диод можно создать на основе двухбарьерной квантово-размерной структуры (ДБКС, см. рис. 12.6). Такие приборы способны работать на частотах свыше 100 ГГц и обладают задержкой распространения сигнала менее пикосекунды. Теоретические расчёты прогнозируют рабочие частоты в 1 - 3 ТГц .

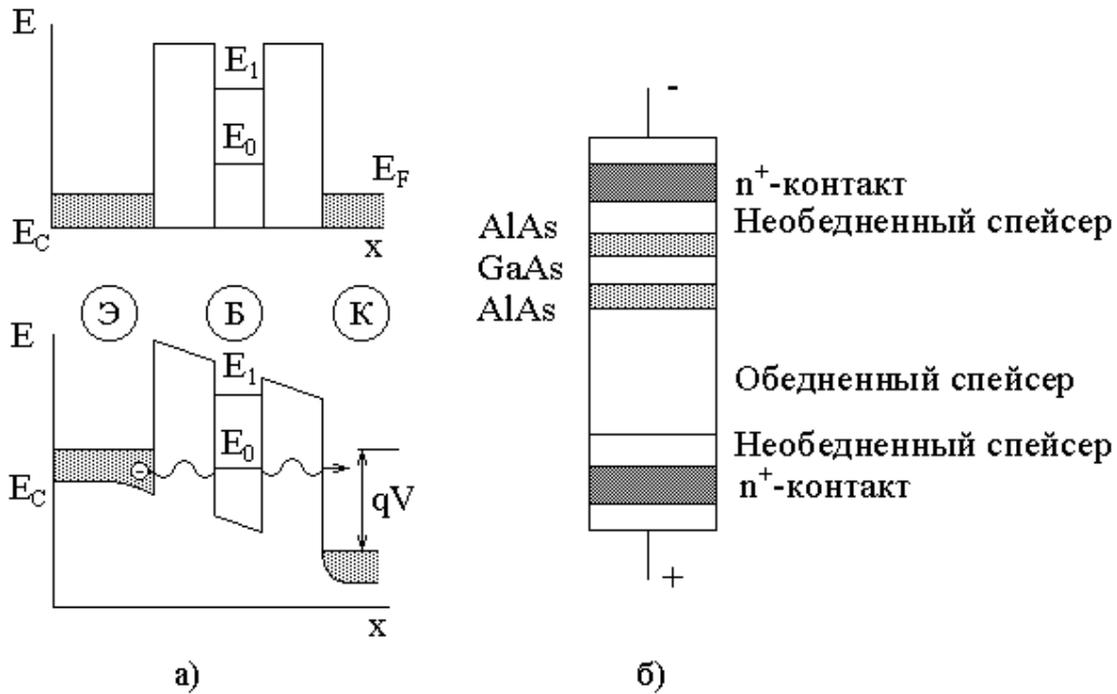


Рисунок 12.6 - Прохождение электронов через ДБКС (а) и структура со встроенными спейсерами (б)

Спейсеры вводятся для уменьшения рассеяния на примесях, согласования параметров решётки слоев и увеличения скорости движения носителей заряда через область обеднения. Принцип работы прибора заключается в следующем. С уменьшением разности $E_F - E_0$ приложенным внешним напряжением V резонансный поток электронов на уровень E_0 выходит на насыщение, а затем резко прекращается. Это происходит в тот момент, когда E_0 сравнивается с E_C , поскольку ниже дна зоны проводимости

электроны отсутствуют. Резкий срыв тока ДБКС до нуля соответствует высокой отрицательной дифференциальной проводимости.

Отметим, что такая диодная структура может быть включена и по триодной схеме, поскольку смещение на каждый барьер можно подавать независимо.

ДБКС находят различное применение в активных элементах. Она может являться как базой, эмиттером, коллектором для биполярного транзистора, так и затвором, стоком, истоком и даже каналом полевого гетеротранзистора. Во всех этих применениях ДБКС придаёт новые свойства транзисторам и значительно расширяет их функциональные возможности.

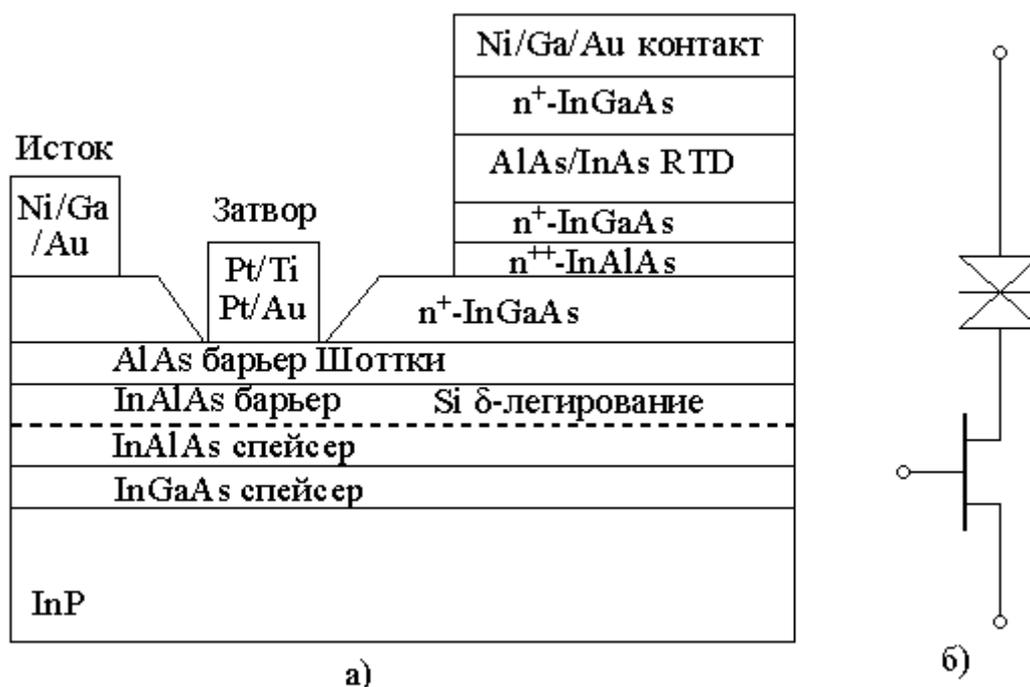


Рисунок 12.7 - Структура (а) и схема соединения элементов (б) монолитного гибридного прибора с резонансно-туннельным диодом и транзистором с барьером Шоттки

Примером может служить монолитный гибридный прибор, объединяющий резонансно-туннельный диод и полевой гетеротранзистор (см. рис. 12.7). Выходные ВАХ такого прибора имеют участок

отрицательного дифференциального сопротивления. Основное применение приборов подобного типа - цифровые быстродействующие ИС.

Другим примером использования ДБСК является транзистор на горячих электронах с резонансным туннелированием - ТГЭРТ (RHET, см. рис. 12.8). Принцип работы такого прибора легко понять из рисунка 12.9, где показана энергетическая диаграмма ТГЭРТ, включённого с общим эмиттером; E_1 - резонансное состояние в квантовой яме. Если напряжение база-эмиттер равно нулю, то инжекция электронов отсутствует и коллекторный ток так же равен нулю (рисунок 12.9, а). Когда же напряжение база-эмиттер становится приблизительно равно $2E_1/q$ (рисунок 12.9, б), электроны начинают инжектироваться в базу, резонансно-туннелируя через квантовую яму, баллистически (или квазибаллистически) пролетают базу и проходят над коллекторным барьером, к которому приложено положительное напряжение. Возникает коллекторный ток. По достижении определенного смещения база-эмиттер (рисунок 12.9, в) коллекторный ток резко падает, так как перестают соблюдаться условия резонансного туннелирования.

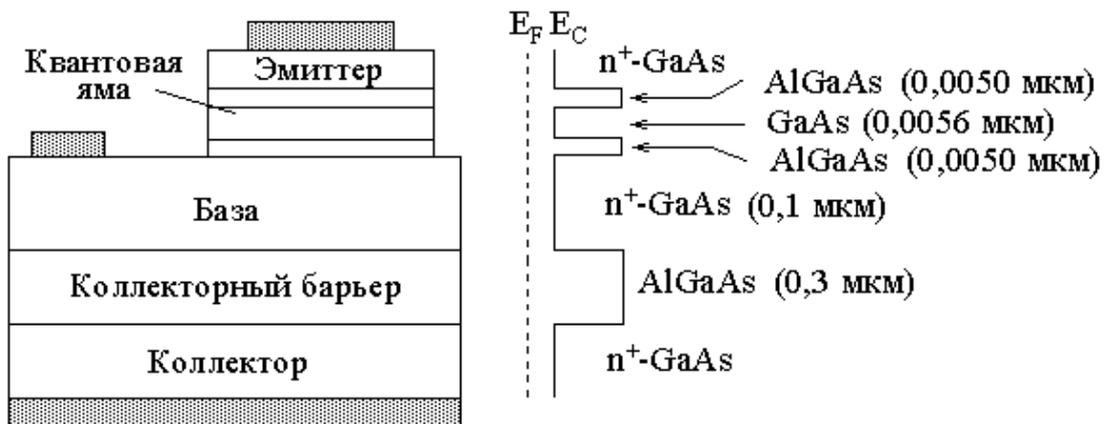


Рисунок 12.8 - Структура и зонная диаграмма ТГЭРТ

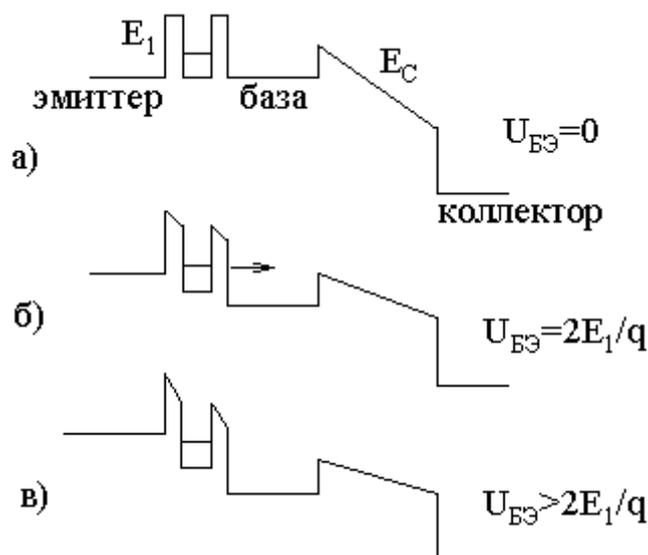


Рисунок 12.9 - Энергетическая диаграмма ТГЭРТ при трёх значениях напряжения база - эмиттер

В [1] описан «вертикальный резонансно-туннельный транзистор для применения в цифровых логических цепях» (рисунок 12.10). Центральный верхний электрод транзистора круглой формы соединяется с нижним электродом через планарную двухбарьерную резонансно-туннельную структуру с двумерным электронным газом в центре. Третий электрод - затвор кольцом окружает центральный верхний электрод. При подаче на него отрицательного потенциала электроны из области двумерного газа под затвором вытесняются к центру структуры. Таким способом под центральным электродом может быть сформирована квантовая точка, поперечные размеры которой определяются величиной отрицательного напряжения на затворе. Сдвиг уровней из-за изменения размеров приводит к изменению условий резонансного туннелирования. Положение участков отрицательного дифференциального сопротивления в ВАХ между центральным и нижним электродами зависит от напряжения на затворе, - такой прибор имеет более широкие функциональные возможности, чем просто резонансно-туннельный диод или транзистор.

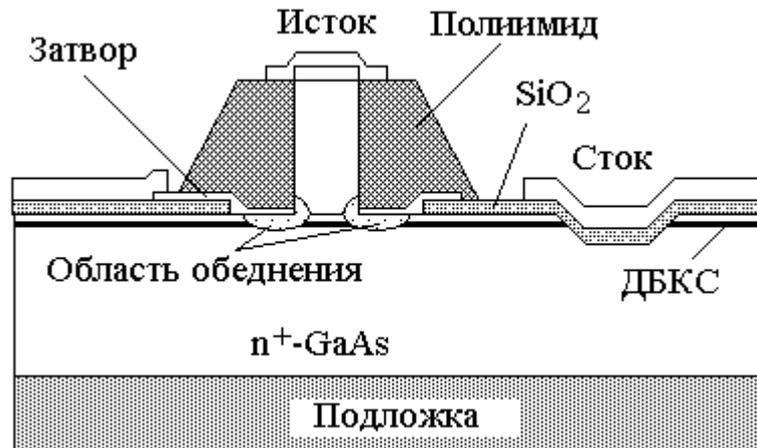


Рисунок 12.10 – Вертикальный резонансно-туннельный транзистор

На работе резонансно-туннельных транзисторов, к сожалению, отрицательно сказывается наличие неконтролируемых примесей и дефектов в области квантовой точки и туннельных барьеров. Различное положение примесных атомов в области квантовой точки для разных транзисторов приводит из-за искажений локального потенциала к значительному разбросу характеристик. Кроме того, через электронные атомные уровни примеси тоже может происходить резонансное туннелирование, - ВАХ транзистора будет иметь в этом случае пики, положение которых не зависит от напряжения на затворе. Однако резонансно-туннельные транзисторы потребляют очень малую мощность на одно переключение, - в этом их преимущество.

Особо нужно подчеркнуть, что последние два типа элементов сохраняют указанные характеристики и при комнатной температуре. Именно этот факт в сочетании с их высоким быстродействием привёл к конструированию высокоскоростных ИС нового поколения для вычислительной техники.

12.4 Вертикальные одноэлектронные приборы на основе двухбарьерных структур

Одним из возможных путей реализации одноэлектронных приборов является применение многослойных структур, выращенных при помощи молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Т. к. МЛЭ позволяет выращивать слои с точностью до одного монослоя, их остаётся ограничить в двух других измерениях для получения объектов необходимых размеров. В качестве материала используют главным образом гетероструктуры на основе GaAs/AlGaAs.

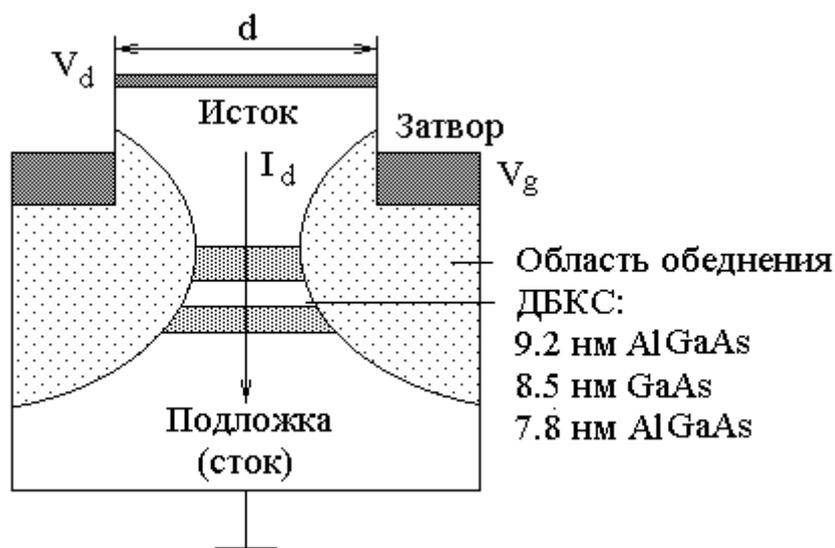


Рисунок 12.11 - Субмикронный вертикальный одноэлектронный транзистор

На рис. 12.11 представлен одноэлектронный прибор, реализованный на двухбарьерной резонансной туннельной структуре на основе $Al_{0.28}Ga_{0.72}As$ /GaAs [14]. После выращивания двухбарьерной структуры на поверхность нанесены верхние контакты диаметром $d = 0.3, 0.4, 0.5$ и 0.7 мкм. Затем, используя верхний контакт в качестве маски, стравливали слой 300 нм и наносили затворный контакт. Расстояние от затвора до двухбарьерной структуры составило 50 нм. Подача на затвор отрицательного напряжения

создавала области обеднения, которые ограничивали квантовую яму между двумя барьерами. Таким образом, данная конструкция представляет собой вертикальный управляемый прибор на одной временной точке.

Возможно так же формирование массивов таких одноэлектронных приборов и создание новых типов транзисторов на их основе, но так как получить удовлетворительные результаты в области комнатной температуры пока ещё не удалось, то исследования продолжаются.

13 ЭЛЕМЕНТЫ ИНТЕГРАЛЬНОЙ ОПТИКИ

13.1 Основные задачи интегральной оптики

Освоение оптического диапазона длин волн с использованием методов радиофизики, радиотехники и электроники предопределено рядом принципиальных обстоятельств [16].

1. Высокая частота электромагнитных колебаний (несущая частота) обеспечивает высокую информационную емкость оптических каналов связи.

2. Малая длина световых волн позволяет получать высокую концентрацию в пространстве и узкую диаграмму направленности оптического излучения (с углом расходимости $0,1^\circ$ и менее).

3. Передача информации фотонами исключает паразитные связи между элементами схемы, определяет однонаправленность и высокую помехозащищенность потока информации.

4. Применение оптических методов записи, хранения и обработки информации открывает новые возможности для построения ЭВМ (например, на основе голографических методов).

Интегральная оптика возникла в 70-х годах прошлого века. Основными ее задачами являются: 1) изучение и использование особенностей генерации, распространения и преобразования световых волн в тонких слоях прозрачных материалов; 2) разработка принципов и методов создания и интеграции оптических и оптоэлектронных волноводных элементов, способных эффективно управлять световыми потоками.

Важнейшими элементами интегральной оптики являются тонкопленочные и диффузные диэлектрические волноводы (световоды), образующиеся за счет резкого или плавного изменения показателя преломления среды.

13.2 Планарные диэлектрические волноводы

13.2.1 Распространение света в диэлектрическом волноводе

Простейший диэлектрический волновод (световод) представляет собой оптически прозрачный диэлектрический слой с показателем преломления n_1 , расположенный между двумя диэлектрическими полупространствами с показателями преломления n_2 , причем $n_2 < n_1$ (см. рис. 13.1) [16].

Электромагнитная волна в световоде многократно отражается от границ раздела и накладывается сама на себя. Результирующая интенсивность волны нарастает, если основная и отраженная волны складываются в фазе; это приводит к резонансному эффекту.

Волна, распределение поля в которой удовлетворяет условию резонанса, называется **волноводной модой**. Каждой из разрешенных для данного волновода мод в геометрическом приближении может быть сопоставлен определенный дискретный угол распространения $\varphi = \varphi_m$ и эффективный показатель преломления $n_{\text{эфф}}$, определяющий скорость движения волноводной моды вдоль оптической оси z .

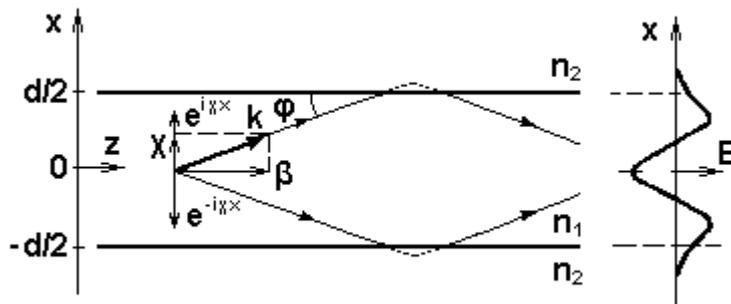


Рисунок 13.1 Образование волноводных мод в планарном световоде

Пусть в световоде под углом φ к его оси z распространяется плоская волна (рис. 13.1), причем вектор распространения (волновой вектор) $\mathbf{k} = k_0 \cdot \mathbf{n}_1$ совпадает с направлением оптического луча. Фазовый сдвиг Φ ,

образующийся при отражении плоской волны от границы двух диэлектрических сред [16]:

$$\Phi \approx 2 \operatorname{arctg} \left(\frac{\sqrt{\sin^2 \theta - n_2^2 / n_1^2}}{\cos \theta} \right), \quad (13.1)$$

где $\theta = (\pi/2 - \varphi)$. Коэффициент распространения света вдоль оси z равен

$$\beta = k_z = k_0 n_1 \cos \varphi, \quad (13.2)$$

вдоль оси x

$$\chi = k_x = k_0 n_1 \sin \varphi. \quad (13.3)$$

Коэффициент распространения собственной волноводной моды определится из условия формирования двух стоячих плоских волн $\exp(i\chi x)$ и $\exp(-i\chi x)$.

Для образования стоячей волны должны интерферировать между собой такие бегущие волны, которые в точке с одной и той же координатой x имеют одинаковые фазы. Иными словами, когда волна дважды отразится от границ волновода и вернется к тому же значению x , фаза должна измениться на величину, кратную 2π , т. е.

$$2\pi (2dn_1 \sin \varphi / \lambda_0) - 2\Phi = 2\pi m, \quad (13.4)$$

где d – толщина световода; λ_0 – длина волны в вакууме; $m = 0, 1, 2, \dots$

Разрешенные значения $\varphi = \varphi_m$ и их дискретность определяются через m ; из (13.4)

$$\sin \varphi_m = \frac{(m\pi + \Phi)\lambda_0}{2\pi dn_1}. \quad (13.5)$$

Существует максимальное значение m , вытекающее из условия полного внутреннего отражения

$$\theta > \theta_c = \arcsin n_2/n_1. \quad (13.6)$$

Из (13.6)

$$\varphi_c = \pi/2 - \theta_c = \arccos n_2/n_1 = \arcsin \sqrt{2\Delta}. \quad (13.7)$$

Параметр Δ называется удельной разницей показателей преломления и определяется через показатели преломления волновода и оболочек

$$\Delta = (n_1^2 - n_2^2)/2n_1^2 \approx (n_1 - n_2)/n_1. \quad (13.8)$$

Из (13.5), (13.7), (13.8)

$$m \leq \frac{2dn_1}{\lambda_0} \sqrt{2\Delta} - \frac{\Phi}{\pi}. \quad (13.9)$$

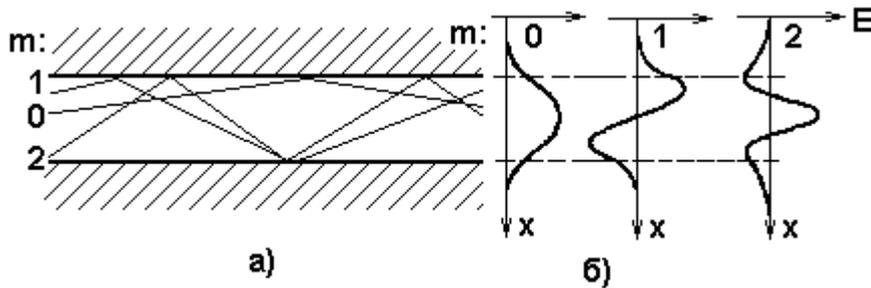


Рисунок 13.2 - Условное геометрическое изображение хода лучей (а) и распределение электрического поля (б) для низших мод $m = 0, m = 1, m = 2$ в планарном диэлектрическом световоде

Каждому значению m от $m = 0$ до $m = m_{\max}$ отвечает своя волноводная мода, распространяющаяся в световоде с минимальными потерями. Каждой моде соответствует свое распределение поля (см. рис. 15.2). Часть поля (а следовательно, и часть полной энергии) ведомой волны просачивается за стенки волновода, т. е. переносится вытекающими волнами. Скорость распространения волноводной моды вдоль оси z различна для разных мод:

$$v = c/n_{\text{эф}} = c/n_m, \quad (13.10)$$

где эффективный показатель преломления $n_{\text{эф}} = n_m$ для m -моды связан с ее постоянной распространения

$$n_m = c/v = \frac{\beta_m}{k} = \beta_m c / \omega. \quad (13.11)$$

Постоянная β_m для моды, распространяющейся под углом φ_m к оси волновода, находится по формуле (13.2).

Проявление волноводных свойств для мод с малыми φ_m возможно при очень незначительных различиях показателей преломления волновода и оболочки ($\Delta n \leq 10^{-3}$). Изменение показателя преломления на границах раздела может быть не только ступенчатым, но и плавным [16].

13.2.2 Полосковые микроволноводы

Планарные полосковые микроволноводы имеют, как правило, прямоугольное сечение и могут располагаться как на поверхности, так и под поверхностью подложки (см. рис. 13.3). Формируют их нанесением однородных пленок на подложки из материала с более низким показателем преломления, а также с помощью диффузии, ионной имплантации, эпитаксиального наращивания и др. методов, хорошо отработанных в технологии полупроводниковых ИС (см. раздел 5). Типичные значения основных параметров полосковых микроволноводов: толщина $d = 0,3 \div 10$ мкм; ширина $w = 3 \div 100$ мкм; относительная разница показателей преломления $\Delta = (n_2 - n_1)/n_1 = 10^{-2} \div 10^{-3}$.

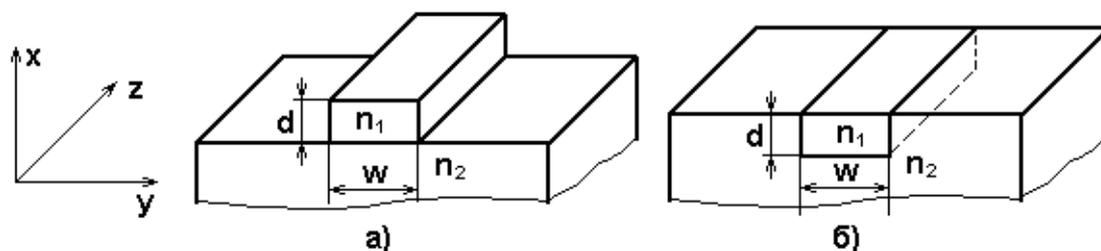


Рисунок 13.3 - Планарные полосковые оптические микроволноводы над (а) и под (б) поверхностью подложки

От планарного диэлектрического волновода, рассмотренного в предыдущем разделе, реальные полосковые оптические микроволноводы отличаются конечной шириной и асимметрией профиля изменения показателя преломления по оси x .

Как и в планарном диэлектрическом волноводе, световая энергия в полосковых волноводах распространяется в виде волноводных мод. Их фазовая скорость распространения зависит не только от показателя преломления n_1 материала волновода, но и от толщины пленки и показателя преломления подложки (вследствие просачивания волны в подложку). Эффективный показатель преломления n_m [см. формулу (13.11)] тонкопленочного волновода, определяющий скорость распространения волны данного типа, будет зависеть от отношения d/λ . При $d/\lambda \gg 1$ эффект просачивания мал и $n_{эфф} \approx n_1$. С уменьшением относительной толщины пленки волноводная мода все больше захватывает прилегающие области, так что в пределе при $d/\lambda \ll 1$ $n_{эфф} \rightarrow n_2$. Используя пленку соответствующей толщины можно ограничить число волноводных мод полоскового волновода желаемым образом. Более того, поскольку $n_{эфф} = f(d)$, изменяя толщину пленки в направлении x , можно управлять распространением волны в направлении z .

13.3 Другие элементы интегральной оптики

На рис. 13.4 приведены примеры пассивных оптоэлектронных элементов связи, выполненных методами интегральной оптики [16].

Фокусирующая линза (рис. 13.4, а) может быть создана или за счет утолщения волноводного слоя в центре, или за счет изменения показателя преломления слоя n_1 по координате y (планарная градиентная линза).

Планарное зеркало (рис. 13.4, б) действует аналогично брегговским отражателям (см. раздел 14).

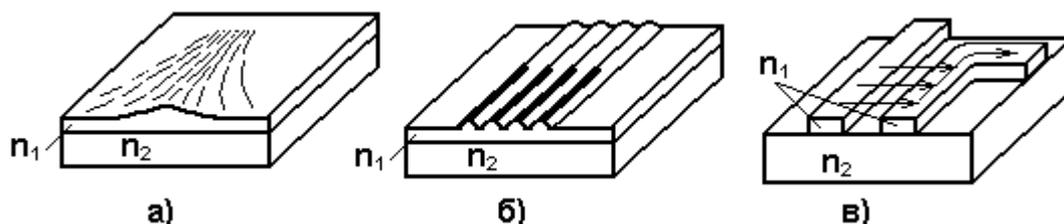


Рисунок 13.4 – Пассивные интегрально-оптические элементы:

а – линза; б – зеркало; в - ответвитель

Эффект просачивания волны за стенки диэлектрического волновода (оптическое туннелирование) приводит к обмену энергией между близко расположенными волноводами, как показано на рис. 13.5, а. Это дает возможность весьма просто реализовать **направленный ответвитель** (рис. 13.4, в и 13.5, б). Изменяя расстояние между волноводами s и длину участка взаимодействия S можно варьировать коэффициент связи устройства. Если выполнить эти элементы из электрооптических материалов, показатель преломления которых изменяется под действием электрического поля, то величиной коэффициента связи можно будет управлять.

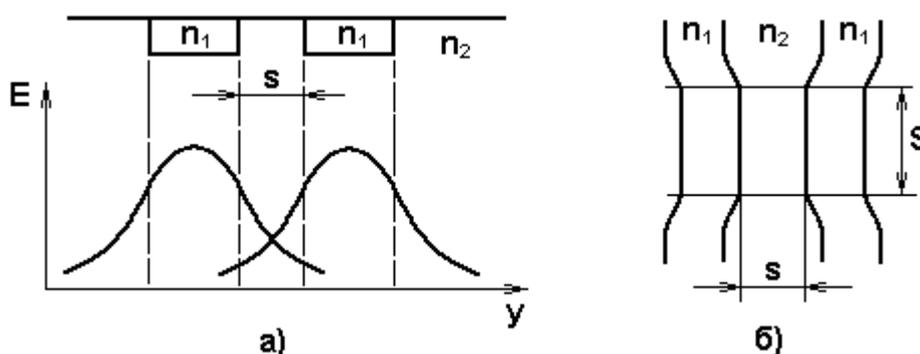


Рисунок 13.5 - Оптическое туннелирование между двумя связанными полосковыми волноводами (а) и направленный ответвитель на основе туннельно-связанных волноводов (б)

Кроме пассивных устройств, методами интегральной оптики могут быть созданы и активные элементы: модуляторы, излучатели, фотоприемники, дефлекторы, переключатели и т. п. Важно, что их потребляемая мощность примерно пропорциональна объему активной среды. Поэтому у планарных интегрально - оптических элементов она на два-три порядка меньше, чем у объемных элементов. Весьма эффективны изготовленные методом интегральной оптики акустические устройства управления светом, в основу которых положена брегговская дифракция на фазовых решетках, индуцируемых электрическим полем или акустическими поверхностными волнами (см. раздел 15).

Используются также нелинейные оптические явления - для создания различных интегрально-оптических преобразователей [6].

Важным моментом в интегрально-оптических устройствах с внешней оптической связью является ввод и вывод излучения в тонкопленочный волновод. Эта проблема решается несколькими путями. Простейший из них, но не всегда дающий желаемые результаты, - фокусировка светового пучка на торец волновода. Весьма распространен способ ввода и вывода излучения с помощью призмы полного внутреннего отражения (см. рис. 13.6).

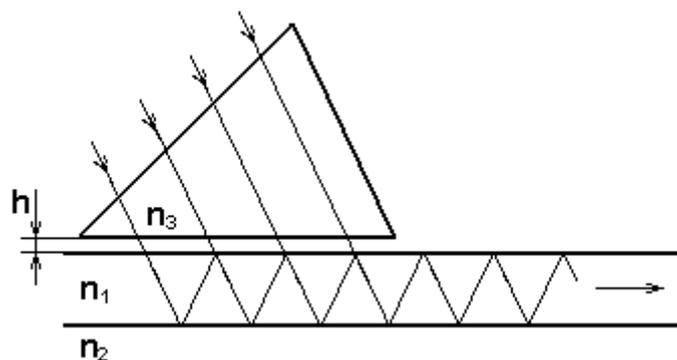


Рисунок 13.6 - Ввод лазерного излучения в планарный оптический волновод с помощью элемента связи - призмы

Призма с большим показателем преломления n_3 располагается на малом расстоянии h (порядка λ) от поверхности пленочного волновода, луч света

входит в призму и падает на ее боковую грань под углом полного внутреннего отражения (для границы призма - воздух). Вследствие эффекта «просачивания» на границе призма - волновод возникает вытекающая волна, которая проходит слой воздуха (оптическое туннелирование) и входит в волновод. С помощью обратного процесса можно осуществить вывод энергии из тонкопленочного волновода.

Ввод (и вывод) излучения в планарный волновод может быть осуществлен также через нанесенные на поверхность волновода дифракционные решетки аналогично тому, как это происходит для гетеролазеров с распределенной обратной связью (см. раздел 14).

Исключительно большое значение придается интеграции оптических и электронных схем на одной подложке (например, GaAs или InP) с использованием световодных связей по разным координатам, что открывает путь для создания трехмерных ИС.

14 ЛАЗЕРНЫЕ ИСТОЧНИКИ В ИНТЕГРАЛЬНОЙ ОПТИКЕ

14.1 Принцип работы

Термин лазер (мазер) образован от начальных букв фразы³, означающей усиление света (СВЧ-волн) с помощью индуцированного излучения. В самом названии по существу определен принцип работы квантовых усилителей и генераторов [16].

Рассмотрим прохождение плоской монохроматической волны с частотой ω через слой вещества единичной площади (см. рис. 16.1). В единице объема вещества N_1 атомов находятся в энергетическом состоянии E_1 , а N_2 атомов – в состоянии E_2 , причем $E_2 > E_1$ и в пределах спектральной линии $\hbar\omega = E_2 - E_1$. Волна распространяется в направлении z со скоростью v и имеет интенсивность $I_\omega = \rho(\omega)v$, где $\rho(\omega)$ – спектральная плотность излучения.

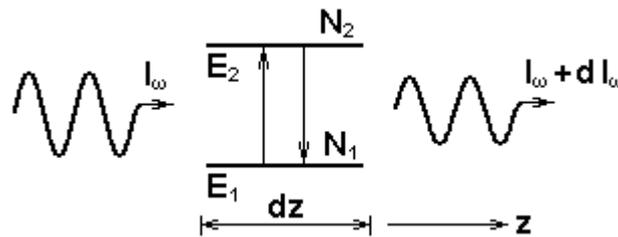


Рисунок 14.1 - Прохождение плоской электромагнитной волны через слой вещества толщиной dz .

Число квантов, поглощенных в слое вещества толщиной dz за счет переходов $E_1 \rightarrow E_2$ будет равно $N_1 b_{12}(\omega) \rho(\omega) dz$, где $b_{12}(\omega)$ - дифференциальный коэффициент Эйнштейна - характеризует вероятность соответствующих переходов в единицу времени. Число квантов, испущенных за счет индуцированных переходов $E_2 \rightarrow E_1$, будет равно $N_2 b_{21}(\omega) \rho(\omega) dz$. Соответственно, изменение интенсивности монохроматической волны в слое

³ Light (Microwave) Amplification by Stimulated Emission of Radiation.

dz , обусловленное процессами вынужденного излучения и поглощения составит⁴

$$dI_{\omega} = h\omega [N_2 b_{21}(\omega) - N_1 b_{12}(\omega)] \rho(\omega) dz = \frac{h\omega n}{c} g(\omega) [N_2 B_{21} - N_1 B_{12}] I_{\omega} dz.$$

Переход от дифференциальных $b_{mn}(\omega)$ к интегральным B_{mn} коэффициентам Эйнштейна осуществлен через форму спектральной линии $g(\omega)$. Величина $v = c/n$ - скорость распространения света в среде с показателем преломления n . Коэффициенты Эйнштейна для вынужденных переходов с поглощением и испусканием взаимосвязаны: $g_m B_{mn} = g_n B_{nm}$, где g_m и g_n - статистический вес уровней E_m и E_n (для невырожденных уровней $g_m = g_n = 1$). С учетом этого

$$dI_{\omega} = \frac{h\omega n B_{12} g(\omega)}{c} \left(\frac{g_1}{g_2} N_2 - N_1 \right) I_{\omega} dz = -k_{\omega} I_{\omega} dz, \quad (14.1)$$

где k_{ω} - показатель поглощения.

Можно видеть, что если населенность нижнего уровня N_1/g_1 больше населенности верхнего уровня N_2/g_2 , то волна будет ослабляться ($dI_{\omega} < 0$). Наоборот, если $N_2/g_2 > N_1/g_1$, то волна будет усиливаться ($dI_{\omega} > 0$). Состояние вещества, при котором населенность верхнего энергетического уровня превышает населенность нижнего уровня, называется **инверсией населенностей**. При $g_1 = g_2$ условием инверсии будет $N_2 > N_1$.

Таким образом, среда, в которой создана инверсия населенностей между уровнями E_2 и E_1 способна усиливать электромагнитное излучение с частотой $\omega_{21} = (E_2 - E_1)/\hbar$.⁵ Однако, инверсия населенностей является необходимым, но недостаточным условием для получения усиления в среде. Достаточным условием будет превышение усиления, достигнутого за счет процессов вынужденного испускания, над всеми возможными потерями.

Уравнение (14.1) можно переписать в виде

⁴ Поскольку спонтанное излучение не направленно, его вкладом в изменение интенсивности I_{ω} можно пренебречь.

⁵ Если частота перехода ω_{21} лежит в оптическом диапазоне, то соответствующий усилитель называется лазерным, если в СВЧ - диапазоне - мазерным.

$$- dI_{\omega} / I_{\omega} = k_{\omega} dz. \quad (14.2)$$

Показатель поглощения k_{ω} пропорционален инверсии⁶

$$\Delta N = N_2/g_2 - N_1/g_1. \quad (14.3)$$

Если k_{ω} не зависит от интенсивности I_{ω} и координаты z , элементарное интегрирование (14.2) дает экспоненциальный закон изменения интенсивности (закон Бугера - Ламберта)

$$I_{\omega}(z) = I_{\omega}(0) \exp(-k_{\omega} z). \quad (14.4)$$

При $N_1/g_1 > N_2/g_2$ показатель поглощения k_{ω} положителен и интенсивность волны $I_{\omega}(z)$ экспоненциально уменьшается с расстоянием z (см. рис. 14.2, кривая 1). Если населенности уровней равны, то $k_{\omega} = 0$, что соответствует просветлению среды (рис. 14.2, кривая 2). При $N_1/g_1 < N_2/g_2$, т. е. при инверсии населенностей $k_{\omega} < 0$ и $I_{\omega}(z)$ экспоненциально возрастает с расстоянием z (рис. 14.2, кривая 3). Отрицательный показатель поглощения называют показателем усиления (точнее, натуральным показателем усиления) и обозначают $\alpha_{\omega} = -k_{\omega}$.

Интегральный показатель поглощения для данного типа переходов

$$K = \int k_{\omega} d\omega = \frac{h\omega nB_{12}}{c} \left(N_1 - \frac{g_1}{g_2} N_2 \right). \quad (14.5)$$

При интегрировании учтено, что функция $g(\omega)$ нормирована ($\int g(\omega) d\omega = 1$); множитель $h\omega$ вынесен из-под интеграла, поскольку ширина спектральной линии мала и в пределах спектральной линии ω изменяется слабо по сравнению с $g(\omega)$.

⁶ Инверсию иногда еще называют степенью инверсии или инверсной перенаселенностью.

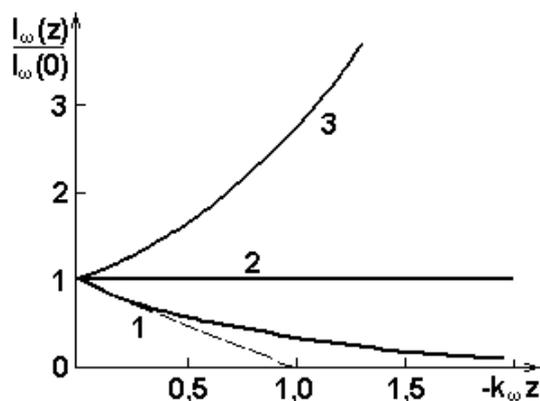


Рисунок 14.2 - Изменение интенсивности света при прохождении через поглощающую (усиливающую) среду: 1 - поглощение ($k_\omega > 0$); 2 - просветление ($k_\omega = 0$); 3 - усиление ($k_\omega < 0$)

Очевидно, максимальное усиление будет наблюдаться вблизи максимума спектральной линии на частоте $\omega = \omega_{21} = \omega_0$. Предположим, что спектральная линия имеет так называемую лоренцову форму [16]

$$g_L(\omega) = \frac{\Delta \omega}{2\pi} \frac{1}{(\omega - \omega_0)^2 + (\Delta \omega / 2)^2},$$

где $\Delta \omega$ - ширина линии на уровне 0,5 от максимума - определяется процессами уширения: конечность времени пребывания атомов и молекул в возбужденном состоянии, эффект Доплера, столкновения, внутренние и внешние электрические и магнитные поля (см. квантовую электродинамику). В этом случае показатель усиления в максимуме спектральной линии

$$\alpha_{\max}(\omega_0) = -k_{\max}(\omega_0) = -\frac{2}{\pi \Delta \omega} K = \frac{2h\omega_0 n B_{12} g_1}{\pi c \Delta \omega} \left(\frac{N_2}{g_2} - \frac{N_1}{g_1} \right). \quad (14.6)$$

Среду, в которой при определенных условиях может быть создана инверсия населенностей⁷, называют лазерной (или мазерной) активной

⁷ Состояние вещества с инверсией населенностей иногда называют состоянием с отрицательной температурой.

средой, а соответствующий рабочий элемент усилителя - активным элементом. Уровни энергии, между которыми может быть создана инверсия населенностей, называют рабочими лазерными уровнями энергии. Процесс возбуждения активной среды (активного вещества) с целью получения инверсии населенностей называют накачкой, а источник этого возбуждения - источником накачки.

Источник накачки создает в активном элементе инверсию населенностей между рабочими уровнями E_m и E_n . Входной сигнал $I_{\text{овх}}$ на частоте $\omega = (E_m - E_n)/\hbar$, проходя через активный элемент, усиливается за счет процессов индуцированного испускания, так что на выходе получается усиленный сигнал $I_{\text{овых}}$. Коэффициент усиления усилителя, равный отношению $I_{\text{овых}}/I_{\text{овх}}$ (его не надо путать с показателем усиления среды $\alpha_\omega = -k_\omega$), экспоненциально возрастает согласно (16.4) в соответствии с длиной активного элемента и степенью инверсии $\Delta N = N_2/g_2 - N_1/g_1$, которая определяется числом активных частиц в единице объема вещества и интенсивностью накачки.

Если в активном элементе усилителя создана большая степень инверсии ΔN и показатель усиления α_ω велик, то по достижении некоторого критического значения ΔN усилитель может превратиться в генератор: вдоль оси активного элемента будет генерироваться так называемое усиленное спонтанное излучение.

Но легче всего усилитель превратить в генератор, введя положительную обратную связь. В лазерах активный элемент обычно размещают между двумя строго параллельными друг другу зеркалами, образующими резонатор Фабри - Перо⁸ (см. рис. 14.4). Плоская электромагнитная волна, распространяющаяся в направлении, перпендикулярном зеркалам резонатора, будет поочередно отражаться от них, усиливаясь при каждом последующем прохождении через активную среду. Одно из зеркал делают полупрозрачным

⁸ В квантовых генераторах СВЧ - диапазона (мазерах) обратную связь осуществляют путем помещения активной среды в объемный резонатор.

для вывода лазерного излучения. Изменяя коэффициент отражения этого зеркала, можно изменять величину обратной связи.

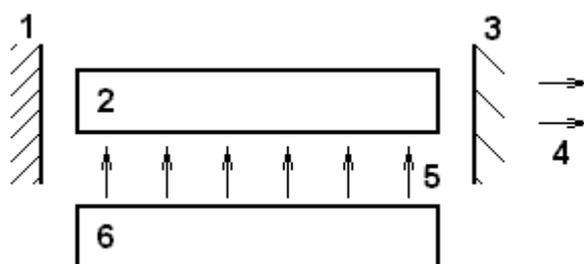


Рисунок 14.4 - Общая схема лазера:

1 - «глухое» зеркало; 2 - активный элемент; 3 - полупрозрачное зеркало;
4 - лазерное излучение; 5 - накачка; 6 - источник накачки

Как и в обычных генераторах, процесс генерации в лазерах и мазерах развивается из некоторого «затравочного» излучения, которым, как правило, является шум. Шумом, с которого развивается генерация, в нашем случае является спонтанное излучение: всегда найдется «затравочный» фотон, испущенный спонтанно в направлении, близком к направлению, параллельному оси резонатора.

Необходимо, чтобы усиление за один проход в активном элементе превышало все потери, в том числе потери за счет пропускания одного из зеркал. Т. к. коэффициент усиления согласно (14.2) зависит от степени перенаселенности рабочих уровней, которая в свою очередь определяется интенсивностью накачки, то существует некоторая критическая (пороговая) мощность накачки, при которой начинает развиваться процесс генерации. Пороговой мощности накачки соответствует критическая инверсия $\Delta N = N_2/g_2 - N_1/g_1$. При критической инверсии, генерация разовьется из спонтанного излучения.

В отличие от излучения «классических» источников оптического диапазона лазерное излучение [16]:

- 1) когерентно, поскольку в основе усиления лежит процесс вынужденного испускания;
- 2) направленно, т. к. положительная обратная связь максимальна в определенном направлении;
- 3) монохроматично, ибо излучение определяется переходами в пределах узкой спектральной линии и усиление максимально вблизи максимума спектральной линии, а генерация осуществляется на частотах, близких к собственным частотам резонатора.

Ранее предполагалось, что показатель поглощения k_{ω} (или показатель усиления α_{ω}) не зависит от интенсивности излучения I_{ω} . Только в этом случае справедлив закон Бугера - Ламберта (14.3). Как видно из (14.2), это предположение справедливо до того момента, пока излучение I_{ω} не вызывает заметных отклонений в распределении частиц N_i по энергетическим уровням, т. е. в случае малых интенсивностей I_{ω} . На самом деле излучение I_{ω} обязательно нарушает равновесие в системе. Если вероятность переходов под влиянием поля излучения (которая пропорциональна I_{ω}) меньше вероятности релаксационных переходов, то этим нарушением можно пренебречь. В случае, когда эти вероятности становятся сравнимы, происходит изменение населенностей уровней. Под действием мощного излучения на частоте ω_{12} населенности уровней E_1 и E_2 стремятся выравняться и показатель поглощения k_{ω} (или усиления α_{ω}) уменьшается. Этот нелинейный процесс, играющий важную роль в развитии и поддержании генерации лазера, приводит к тому, что интенсивность лазерного излучения достигает стационарного значения (эффект насыщения).

14.2 Особенности полупроводниковых лазеров

Существуют полупроводниковые лазеры

- 1) с электронной накачкой,
- 2) с оптической накачкой,
- 3) инжекционные лазеры.

Первая особенность полупроводников как активных материалов для лазеров - исключительно высокие значения коэффициентов усиления с единицы длины. Следствием этого является возможность (а часто и необходимость) применения активных элементов весьма малых размеров. Так, при $\alpha_{\omega} \approx 10^2 \div 10^3 \text{ см}^{-1}$ длина активной области должна составлять $20 \div 2000$, а ширина (чтобы исключить развитие усиления в поперечных направлениях) - единицы микрометров.

Вторая важная особенность полупроводников как лазерных материалов - возможность непосредственного преобразования электрической энергии в световую. Эта особенность реализуется только в инжекционных лазерах.

Отмеченные особенности определяют известные преимущества полупроводниковых лазеров [16, 6]: малые габариты, мгновенная готовность к работе, низкие рабочие напряжения, надежность, совместимость с полупроводниковой интегральной технологией, экономичность, низкая стоимость, возможность осуществлять модуляцию излучения за счет модуляции тока.

В создании инверсной населенности в полупроводниковых лазерах участвуют состояния, определенные по всему кристаллу и описываемые блоховскими волновыми функциями. Поскольку свободный электрон в зоне проводимости и дырку в валентной зоне нельзя «привязать» к какому-то определенному узлу решетки как активному центру, то обычное условие инверсии в полупроводниках трансформируется в условие

$$F_n^* - F_p^* > E_g, \quad (14.7)$$

где F_n^* , F_p^* - квазиуровни Ферми для электронов и дырок; E_g - ширина запрещенной зоны полупроводника. Для выполнения данного условия необходимо, чтобы концентрации неравновесных носителей заряда в активной области были достаточно высоки.

Как и в других генераторах, в полупроводниковых лазерах недостаточно получить только усиление внутри активной области. Необходимо, чтобы это усиление превысило все потери. В полупроводниках с непрямой структурой зон выполнить эти условия весьма сложно, а иногда и вовсе невозможно. Поэтому полупроводниковые лазеры (в отличие от светодиодов) изготавливают только на основе прямозонных материалов. Излучательные времена жизни в них малы и имеют порядок 1 нс и менее, уменьшаясь с ростом концентрации свободных носителей. Поэтому для получения концентрации неравновесных носителей на уровне 10^{18} см^{-3} необходимо в активном объеме осуществлять генерацию электронно-дырочных пар со скоростью не менее $10^{27} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$, т. е. при толщине активного слоя всего 1 мкм плотность потока возбуждения должна быть не менее $10^{23} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. При возбуждении такого активного слоя (например, фотонами) необходима мощность возбуждения более 10^{23} фотонов на см^{-2} в секунду, что для $\lambda \approx 1$ мкм составляет $P_{\text{возб}} \geq 20 \text{ кВт/см}^2$. При возбуждении путем инжекции неравновесных носителей заряда через р-п - переход этому уровню возбуждения соответствует плотность тока порядка $2 \cdot 10^4 \text{ А/см}^2$. Эти значения хотя и велики, но реально достижимы, в частности в гетероструктурах.

Широкое применение гетероструктур в оптической электронике определяется эффектами:

- 1) односторонней инжекции;
- 2) сверхинжекции;
- 3) широкозонного «окна»;
- 4) волноводным.

Эффекты односторонней инжекции и «сверхинжекции» подробно рассмотрены в разделе 6.1. Эффект широкозонного «окна» позволяет с минимальными потерями вывести излучение, генерируемое в области р-п -гетероперехода, через его широкозонную часть. Волноводный эффект состоит в следующем.

Вследствие разницы показателей преломления материалов, составляющих гетеропереход, происходит отражение света от гетерограницы. Как правило, показатель преломления узкозонного материала больше, чем широкозонного. Поэтому световые лучи, распространяющиеся в узкозонной части под малыми углами к гетерогранице, будут испытывать полное внутреннее отражение. Если узкозонная активная область расположена между двумя широкозонными областями, то световое излучение в ней может распространяться так же, как в волноводе.

Возбуждение люминесценции в полупроводнике электрическим полем может быть осуществлено также с помощью процессов туннелирования через слой изолятора или ударной ионизации в сильных электрических полях [16, 6], однако инжекционные лазеры с р-п - переходом являются наиболее важными из всех полупроводниковых лазеров.

14.3 Инжекционные лазеры

14.3.1 Лазеры на гомопереходах и гетероструктурах

Базовая структура лазера с р-п - переходом показана на рис. 14.5 [16, 6]. Две боковые грани структуры скалывают по плоскостям спайности или полируют строго перпендикулярно плоскости перехода; эти грани образуют резонатор Фабри - Перо. Две другие грани - в плоскости (x, z) - делаются шероховатыми для того, чтобы исключить излучение в направлениях, не совпадающих с главным. Смещение р-п - перехода в прямом направлении приводит к инжекции неосновных носителей заряда - электронов в р-область, а дырок в п-область. В результате вблизи р-п - перехода образуется активный слой, в котором происходит излучательная рекомбинация. В случае вырожденного перехода при большой плотности тока (большое смещение) в активном слое реализуется условие инверсии (14.7), и возникает стимулированное излучение.

Для эффективного взаимодействия света с активной средой требуется локализовать в активном слое и неравновесные носители заряда, и фотоны. В обычном p-n - переходе, изготовленном, например, путем диффузии акцептора в n-GaAs, это требование реализуется далеко не оптимальным образом. Поэтому лазеры на гомопереходах обладают плохими рабочими характеристиками, в частности - очень высокими значениями пороговой плотности тока (выше 50 кА/см^2). Из-за большого тепловыделения такие лазеры могут работать лишь в импульсном режиме и при низких температурах.

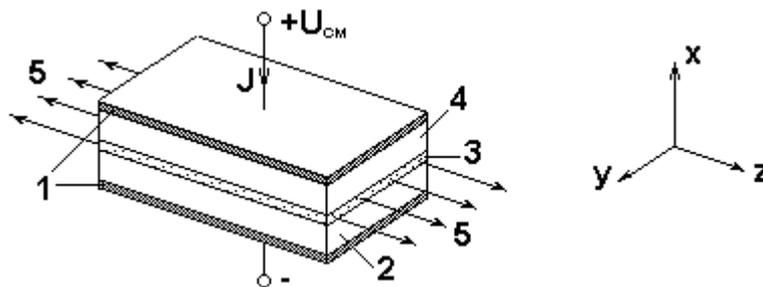


Рисунок 14.5 - Основная лазерная структура с p-n - переходом:

1 - омические контакты; 2 - n-область; 3 - активный слой;

4 - p-область; 5 - оптический выход

Локализацию и совмещение электронного и светового потоков проще осуществить в двойных гетероструктурах (ДГС), активная область в которых представляет собой тонкий слой узкозонного полупроводника между двумя широкозонными n- и p-областями, выполняющими функции эмиттеров. За счет волноводного эффекта, а также эффектов односторонней инжекции и сверхинжекции в активной области двойной гетероструктуры можно создать благоприятные условия для получения инверсной населенности, локализовать электронный и световой потоки и совместить их. Свет и носители, удерживаемые в активном слое, эффективно взаимодействуют, благодаря чему пороговый уровень накачки (пороговая плотность тока) существенно уменьшается.

Если в направлении x модовое ограничение достигается просто уменьшением толщины активной области, то в поперечном направлении y в ДГС-лазере ограничения нет, поскольку ширина активной области значительно превышает длину волны. Это приводит к появлению большого числа волноводных мод, которые взаимодействуют друг с другом, создают биения и неустойчивости, зависящие от плотности тока накачки. Кроме того, при больших значениях плотности тока в ДГС-лазерах возможно появление токовых неустойчивостей, связанных с эффектами шнурования, локального нагрева и т. п. Набор всех этих причин приводит к появлению характерных изломов или «колен» на ватт-амперной характеристике лазера $\Phi_{\omega}(J)$, к возрастанию шума и к неустойчивой его работе.

Простейшим способом ограничения ширины активной области в плоскости p - n - перехода является создание омического контакта не по всей площади, а в виде узкой полоски. Такая полоска шириной от единиц до десятков микрон может быть изготовлена обычными методами фотолитографии. Полосковая конструкция обеспечивает уменьшение рабочего тока (при неизменном $J_{пор}$), эффективную селекцию поперечных мод в направлении, параллельном p - n - переходу, и устойчивую работу лазера.

На рис. 14.6 показаны две более сложных структуры полосковых лазеров [16, 6]. В первом случае (рис. 14.6, а) полосковая геометрия создается путем бомбардировки протонами всей площади гетероструктуры, за исключением контактной области. Бомбардировка производится на ускорителе на глубину, немного не доходящую до активного слоя. Облучение протонами создает дефекты в материале, в результате чего эта область становится высокоомной и рабочий ток идет только через необлученную полоску. Во втором случае (рис. 14.6, б) узкая полоска формируется вытравливанием мезаструктуры и ее последующим зарастиванием широкозонным твердым раствором $Al_xGa_{1-x}As$ n -типа. В этом случае, как нетрудно убедиться, обеспечивается как электронное, так и оптическое ограничение по двум координатам.

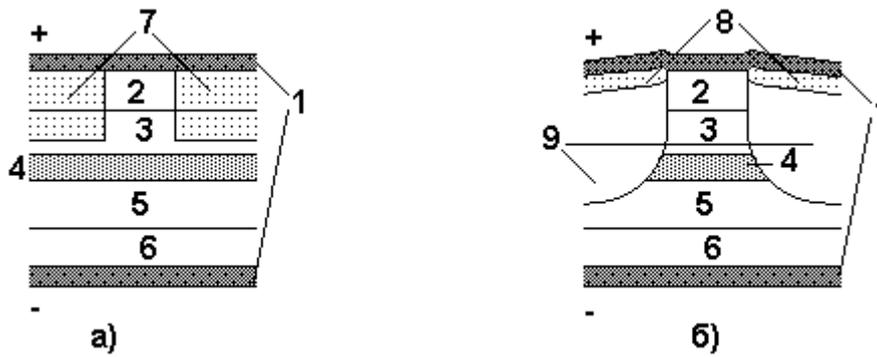


Рисунок 14.6 - Варианты структуры ДГС-полосковых лазеров:

- 1 - металлический контакт; 2 - p-GaAs(Ge); 3 - P-AlGaAs(Ge); 4 - GaAs;
 5 - N-AlGaAs(Te); 6 - n-GaAs(Te); 7 - высокоомные области;
 8 - окисный слой; 9 - AlGaAs(Te)

14.3.2 Раздельное электронное и оптическое ограничение

Для уменьшения рабочего тока ДГС-лазера необходимо уменьшать толщину активной области d . Однако при $d < \lambda/n$ этому препятствует увеличение потерь, вызванных просачиванием света в низкоомные P⁺- и N-области эмиттеров, и уменьшение коэффициента удержания света ξ [16, 6]. Чтобы уменьшить оба этих эффекта, желательно разделить области электронного и оптического ограничения, поместив сверхтонкий активный слой толщиной $d \ll \lambda$ внутри более толстого слоя толщиной $D \approx \lambda/n$. Ширина запрещенной зоны области, осуществляющей оптическое ограничение, должна быть больше, чем активного слоя.

При пропускании тока в прямом направлении электроны и дырки из широкозонных N- и P-эмиттеров инжектируются в прилегающие к ним области аналогично тому, как это происходит в ДГС-лазере. Толщина D примерно такая же, как активной области ДГС-лазера, т. е. $D \approx \lambda/(2n)$. Этот слой играет двойную роль. Во-первых, он является оптическим волноводом и осуществляет оптическое ограничение. Во-вторых, он служит своего рода

резервуаром для неравновесных носителей, откуда они поступают в активную область толщиной $d \ll \lambda$. Локализация носителей в слое D увеличивает вероятность их захвата в область d . Учитывая, что при генерации время жизни неравновесных носителей в активной области резко уменьшается за счет вынужденных переходов, последнее обстоятельство является достаточно важным.

Для успешной работы ДГС-лазера с отдельным ограничением (РО) уменьшение ξ при уменьшении d должно компенсироваться ростом показателя усиления α_ω в активном слое.

В современных лазерах в качестве активной области, где происходит накопление и последующая излучательная рекомбинация неравновесных электронов и дырок, используются квантоворазмерные структуры: квантовые ямы и квантовые точки. Их применение дает целый ряд существенных преимуществ, связанных, прежде всего, с особенностями электронного спектра и функции плотности состояний. Ступенчатый вид функции плотности состояний для двумерного электронного газа в квантовой яме уменьшает тепловое «размытие» в распределении носителей по энергии и облегчает достижения условий инверсии. Коэффициент усиления в максимуме возрастает, а температурная зависимость пороговой плотности тока ослабевает. В еще большей мере это проявляется для квантовых точек, где электронный спектр и функция плотности состояний имеют атомноподобный вид. Если расстояние между дискретными уровнями размерного квантования в квантовых точках меньше kT , то температура вообще не должна влиять на пороговую плотность тока накачки (при условии, что с увеличением температуры не уменьшается квантовый выход люминесценции).

Таким образом, применение квантоворазмерных структур в активной области РО ДГС-лазеров позволяет:

- 1) уменьшить пороговую плотность тока накачки;
- 2) ослабить температурные зависимости;

- 3) увеличить коэффициент усиления с единицы длины активной области;
- 4) улучшить спектральные характеристики.

Все это приводит к тому, что рабочие характеристики РО ДГС-лазеров с активной областью в виде одной или нескольких квантовых ям превосходят характеристики обычных ДГС-лазеров. В частности, пороговая плотность тока накачки $J_{\text{пор}}$ при комнатной температуре снижается до значений $100 \div 300 \text{ А/см}^2$, уменьшаясь почти на порядок по сравнению с ДГС-лазерами.

По ряду причин в активной области гетеролазеров иногда целесообразно использовать квантоворазмерные слои с внутренними напряжениями сжатия или растяжения. При толщинах таких слоев меньше некоторой критической величины в них не образуются дислокации несоответствия и другие дефекты как в самом слое, так и на гетерограницах. Использование напряженных слоев позволит, во-первых, значительно расширить круг материалов, поскольку требования к величине рассогласования параметров решетки $\Delta a/a$ значительно смягчаются. Во-вторых, варьируя величиной рассогласования Δa , возможно изменять внутренние напряжения в слое и тем самым менять параметры зонной структуры материала, в частности - параметры валентной зоны. Это дает возможность, например, подавить процессы безызлучательной Оже-рекомбинации дырок.

Для улучшения рабочих характеристик лазера необходимо ограничивать размеры активной области в поперечном направлении, т. е. создавать полосковые структуры. Полосковые РО ДГС-лазеры обладают наименьшими значениями порогового тока накачки, который может составлять всего несколько мА, т. е. быть даже меньше рабочего тока стандартного светодиода.

Для повышения мощности излучения РО ДГС-лазера возможно использовать не один слой, а серию квантоворазмерных структур в пределах одной области D , определяемой условием оптического ограничения. При

числе слоев не больше шести состояния в них примерно соответствуют состояниям в одиночной квантовой яме.

14.3.3 Распределенная обратная связь

В инжекционных лазерах с распределенной обратной связью торцевые зеркала отсутствуют, но одна из гетерограниц активного слоя (волновода) гофрирована, т. е. представляет собой дифракционную решетку (см. рис. 14.7). Период решетки b должен удовлетворять условию Вульфа - Брэгга:

$$b \sin\theta = m\lambda/(2n),$$

где λ - длина световой волны в активном слое с показателем преломления n ; θ - угол между нормалью к плоскости решетки и оптической осью резонатора; $m = 1, 2, 3, \dots$ - порядок дифракции.

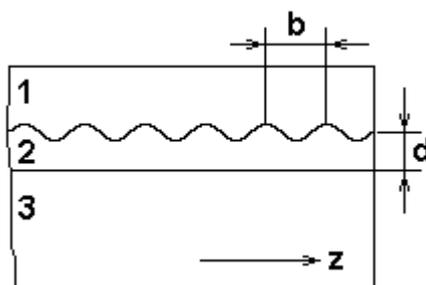


Рисунок 14.7 – Схема резонатора с распределенной обратной связью:

1 - P-AlGaAs(Ge); 2 - p-GaAs (активный слой); 3 - N-AlGaAs(Ge)

Если период решетки $b = \lambda/(2n)$, то волна рассеивается назад, чем и создается распределенная обратная связь. Для решеток высшего порядка (с $m \geq 2$), кроме отражения вперед и назад, возможно рассеяние под дискретными углами к плоскости волновода. Так, для решетки с $m = 2$ волна будет рассеиваться назад под углом 180° , обеспечивая обратную связь во втором порядке дифракции, и перпендикулярно плоскости решетки в первом порядке. Для решетки с $m = 3$ волна рассеивается назад в третьем порядке дифракции и под углами 60 и 120° в первом и втором порядках.

Таким образом, в активном слое волновода распространяются навстречу друг другу как минимум два колебания с одинаковой длиной волны. По мере того как одна из двух волн распространяется вдоль резонатора (вдоль оси z), за счет дифракции она получает энергию от волны, распространяющейся в противоположном направлении, что определяет взаимодействие волн и создает положительную обратную связь, распределённую по всей длине периодической структуры. Для получения оптимальной связи должна быть подобрана толщина активного слоя d .

При наличии нескольких типов колебаний в резонаторе, т. е. нескольких волноводных мод, из-за их возможного взаимодействия общая картина излучения может значительно усложняться.

Для лазеров с распределенной обратной связью характерны простота работы в одномодовом режиме и температурная стабильность спектральных характеристик. Температурный сдвиг спектра излучения обычного гетеролазера обусловлен, в основном, изменением ширины запрещенной зоны, а лазера с распределенной обратной связью - более слабым изменением показателя преломления.

В случае арсенид-галлиевого лазера период b для дифракционной решетки, работающей в первом порядке, должен быть около 0,13 мкм. Решетки со столь малым периодом создаются методом литографии, изображение в слое фоторезиста может быть сформировано за счет интерференции лазерных пучков.

Для улучшения характеристик лазера активная область может быть выполнена из нескольких слоев с использованием электронного и оптического ограничения. Такие лазеры дают возможность осуществлять эффективный ввод излучения в оптический волновод и могут с успехом применяться в интегральной оптике [16, 6].

15 АКУСТОЭЛЕКТРОННЫЕ УСТРОЙСТВА

15.1 Общие сведения

В акустоэлектронных устройствах носителями информации выступают поверхностные акустические волны (ПАВ) – волны упругих деформаций в тонком (порядка длины волны) приповерхностном слое твердого тела. Интерес к ним вызван низкой скоростью распространения, - скорость ПАВ в различных материалах меньше, чем объемных акустических и много (примерно на пять порядков) меньше, чем скорость электромагнитных волн. Кроме того, за счет взаимодействия ПАВ с планарными структурами на поверхности твердого тела можно легко управлять их характеристиками: изменять направление волны, скорость, затухание и т. д. Отмеченные особенности позволяют создавать на ПАВ эффективные устройства для обработки сигналов: линии задержки, резонаторы, фильтры и др. [17 - 21].

Структурными единицами ПАВ-устройств являются [18]:

- 1) звукопроводы;
- 2) преобразователи (входные и выходные);
- 3) элементы управления.

Звукопроводы обычно изготавливают из пьезоэлектрических материалов. В этом случае они выступают и как среда распространения ПАВ, и как составная часть входного и выходного преобразователей.

Для возбуждения и приема ПАВ широко используются электродные преобразователи, функционирование которых основано на прямом и обратном пьезоэлектрических эффектах - электрической поляризации кристалла при механической деформации и, соответственно, механической деформации под действием электрического поля. На входном преобразователе - за счет обратного пьезоэффекта - электрический сигнал преобразуется в ПАВ, на выходном - за счет прямого пьезоэффекта - происходит обратное преобразование.

Элементы управления – ответвители, отражатели, поглотители, волноводы и др. - обеспечивают проведение различных операций с ПАВ при ее распространении между входным и выходным преобразователями, таких как изменение направления распространения волны, уменьшение апертуры акустического потока (локализация, канализирование волны) и т. п. Вся совокупность элементов управления позволяет синтезировать разнообразные электрические характеристики устройств.

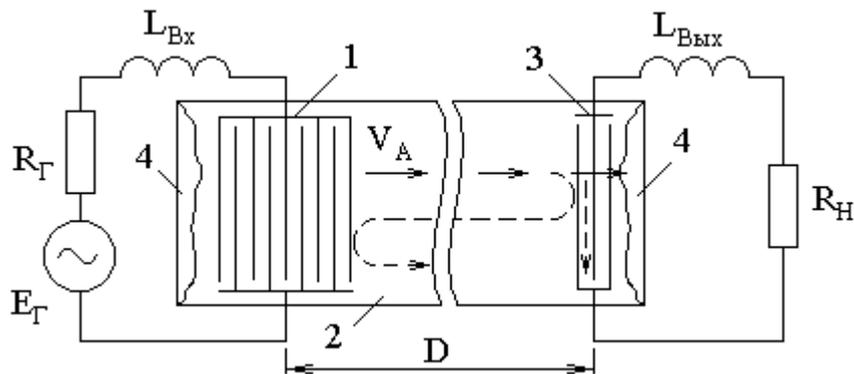


Рисунок 15.1 – Линия задержки на ПАВ

Примером ПАВ - устройств может служить однонаправленная линия задержки (см. рис. 15.1). Входной встречно-штыревой преобразователь (1) через согласующую индуктивность $L_{Вх}$ подключается к источнику электрического сигнала $E_{Г} - R_{Г}$ (генератору) и создает на поверхности звукопровода (2) знакопеременное электрическое поле. Под действием электрического поля в звукопроводе за счет обратного пьезоэффекта возникают упругие волны деформации - ПАВ. Из-за прямого пьезоэффекта ПАВ в свою очередь создает в звукопроводе электрическое поле, «сопровождающее» ее в процессе распространения. Когда ПАВ, а значит и это электрическое поле доходят до выходного преобразователя (3), в нагрузке линии задержки $R_{Н}$ появляется электрический сигнал. Время задержки τ определяется скоростью ПАВ $V_{А}$ и расстоянием между входным и выходным преобразователями D :

$$\tau = D/V_A.$$

В звукопроводе ПАВ распространяются симметрично в обе стороны от входного преобразователя. Поглотитель (4), во избежание отражений, демпфирует ПАВ на границах звукопровода.

15.1.1 Поверхностные акустические волны

Известно несколько типов ПАВ. В акустоэлектронных устройствах наиболее широко используются волны Рэлея, Лява и Стоунли [18 - 20].

На свободной поверхности изотропного твердого тела (см. рис. 15.2) возникают только волны Рэлея. При прохождении их смещение частиц происходит в сагиттальной (базовой) плоскости $x_1 - x_3$. Амплитуда смещения максимальна на свободной поверхности и по мере удаления от нее затухает по экспоненциальному закону. В реальных устройствах по сравнению с длиной волны λ_A амплитуда смещений весьма мала ($\sim 10^{-5} \lambda_A$).

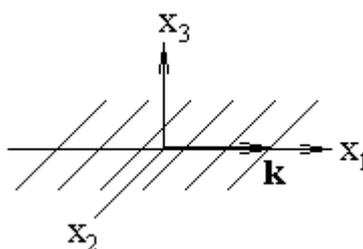


Рисунок 15.2 – Система координат для ПАВ
с волновым вектором \mathbf{k}

Волны Рэлея не обладают дисперсией; скорость волны [20]

$$V_A \approx V_T [0.72 - (V_T/V_L)^2] / [0.75 - (V_T/V_L)^2],$$

где V_T и V_L - скорости поперечной и продольной объемных акустических волн. Поскольку для изотропных твердых тел отношение $V_T/V_L \leq 0.5$, скорость волны Рэлея примерно на 10 % меньше скорости объемной волны. Компоненты смещений волны Рэлея:

$$y_1 = y_{10} \cos [k(x_1 - V_A t)],$$

$$y_2 = 0,$$

$$y_3 = y_{30} \sin [k(x_1 - V_A t)],$$

где $k = 2\pi / \lambda_A = \omega_A / V_A$. Следовательно, на любом удалении от поверхности компоненты смещений имеют сдвиг по фазе $\pi/2$, т. е. смещение частиц эллиптически поляризовано.

Для изотропной подложки свойства ПАВ не зависят от выбора плоскости ориентации свободной поверхности и от направления распространения волны в этой плоскости. В анизотропных подложках фазовая скорость, групповая скорость и тип смещения зависят от ориентации поверхности и направления волны. Наряду с волнами Рэлея на свободной поверхности становится возможным возникновение др. акустических волн. В частности, если сагиттальная плоскость перпендикулярна кристаллографической оси второго порядка, возникают поперечные поверхностные волны, называемые волнами Гуляева - Блюстейна. Поляризация этих волн параллельна поверхности, а глубина проникновения тем меньше, чем сильнее выражен пьезоэлектрический эффект. В общем случае глубина проникновения волн Гуляева - Блюстейна больше, чем волн Рэлея, и может достигать $\sim 10^2 \lambda_A$. Составляющие смещения частиц и электрического поля $Y = (0, y_2, 0)$, $E = (e_1, 0, e_3)$.

Если изотропная среда распространения ПАВ ограничена не одной, а двумя параллельными плоскостями и толщина ограниченного слоя много больше длины волны, волны Рэлея распространяются на обеих поверхностях среды. При толщине слоя, сравнимой с длиной волны λ_A , возникают так называемые волны Лэмба - симметричные и антисимметричные. Для симметричных волн Лэмба на противоположных поверхностях слоя продольные компоненты смещений одинаковы, а поперечные

противоположны, для антисимметричных волн – наоборот: совпадают поперечные, а противоположны продольные компоненты.

В случае, когда на поверхность твердого тела нанесен слой др. материала, и толщина слоя значительно больше длины волны, вдоль границы раздела распространяются акустические волны, известные как волны Стоунли. В этих волнах смещение колеблющихся частиц происходит также в сагиттальной плоскости $x_1 - x_3$ (как и в волнах Рэлея), и затухает с расстоянием уже в обе стороны от поверхности раздела.

При толщине нанесенного слоя, соизмеримой с длиной акустической волны, возникают волны поперечной поляризации $Y = (0, y_2, 0)$, известные как волны Лява. Эти волны чисто поперечные (сдвиговые), их фазовая скорость заключена в пределах между фазовыми скоростями поперечных волн в слое и подложке. Волны Лява распространяются с дисперсией. С уменьшением толщины слоя их фазовая скорость стремится к фазовой скорости плоской поперечной волны в подложке [20].

15.1.2 Преобразователи ПАВ

На рис. 15.3, а показан **однофазный преобразователь** с постоянным шагом электродов h . На частоте акустического синхронизма $f_0 = V_A/h$ каждый из электродов (штырей) на рабочей поверхности звукопровода синфазно «подпитывает» ПАВ, причем в любом из двух возможных направлений ее распространения. Полоса пропускания преобразователя обратно пропорциональна числу электродов N . Вклад i -го электрода в возбуждение (или прием) ПАВ пропорционален его длине $W_i(i)$.

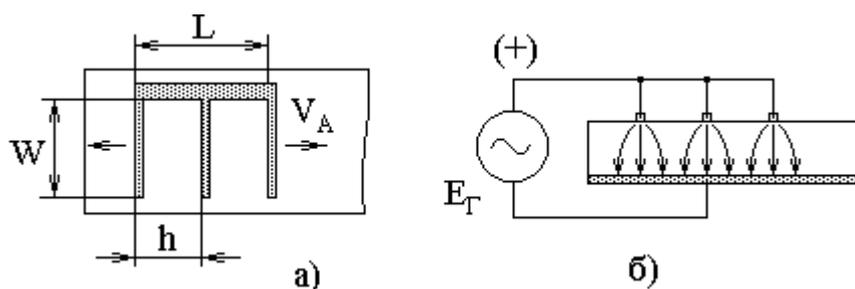


Рисунок 15.3 – Электроды (а) и распределение электрического поля в звукопроводе (б) однофазного преобразователя ПАВ

Преобразователю с электродами одинаковой длины ($W = \text{const}$) соответствует прямоугольный импульсный отклик (см. рис. 15.4, а). Амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) преобразователя идентична модулю спектра прямоугольного импульсного отклика (рис. 15.4, б), огибающая АЧХ описывается функцией $\sin(x)/x$. Импульсный отклик и АЧХ зависят от характера распределения длины электродов $W_i(i)$.

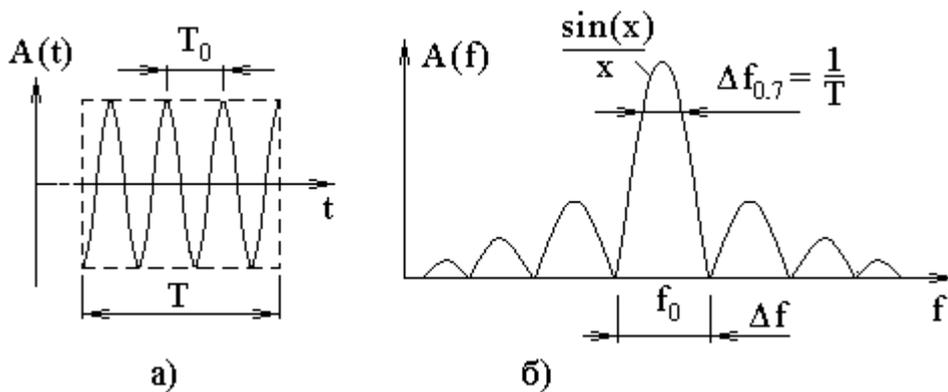


Рисунок 15.4 – Импульсный отклик (а) и АЧХ (б) однофазного преобразователя ПАВ

Основной недостаток однофазного преобразователя – низкая эффективность. Электрическое поле замыкается через всю толщину звукопровода (см. рис. 15.3, б), поэтому на возбуждение ПАВ идет лишь незначительная часть энергии поля. Большая часть энергии тратится на возбуждение объемных акустических волн, выступающих в данном случае как нежелательная помеха.

Двухфазный преобразователь можно представить как два однофазных, вставленных один в другой, отсюда его второе название – встречно-штыревой (см. рис. 15.5). Электрическое поле создается на рабочей поверхности звукопровода между противофазными штырями. Концентрация электрического поля в приповерхностном слое обеспечивает

повышенную эффективность преобразования. Штыри одинаковой фазы объединены суммирующими шинами. Шаг однофазных штырей $h = \lambda_A$, расстояние между соседними (противофазными) штырями - $h/2$.

В качестве парциального элемента преобразователя, вносящего энергетический вклад в формирование ПАВ, выступают пары соседних противофазных электродов, а не одиночный электрод, как в однофазном преобразователе. Вклад i -ой пары электродов определяется их перекрытием W_i . Максимальное значение перекрытия электродов W_{\max} называется апертурой преобразователя. Форма импульсного отклика зависит от характера распределения перекрытия электродов $W_i(i)$.

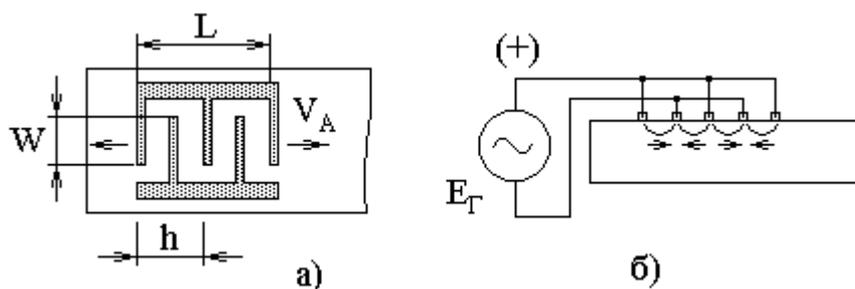


Рисунок 15.5 - Электроды (а) и распределение электрического поля в звукопроводе (б) двухфазного преобразователя ПАВ

Однофазный и двухфазный преобразователи можно рассматривать, как частные случаи многофазного преобразователя ПАВ, ими исчерпываются все его «симметричные» модификации. С потерей симметрии многофазный преобразователь приобретает направленные свойства.

Трехфазный преобразователь (см. рис. 15.6) позволяет получать выборки с пространственным шагом $\lambda_A/3$ и соответствующим фазовым распределением - 0° , 120° , 240° . Полностью синфазная подпитка волны обеспечивается для направления слева направо, - в обратном направлении полной синфазности нет. В результате, трехфазный преобразователь излучает ПАВ примерно в следующих соотношениях: 75 % - в направлении увеличения относительной фазы выборок, 25 % - в обратном

направлении. Полоса пропускания трехфазного преобразователя определяется его протяженностью в направлении распространения ПАВ.

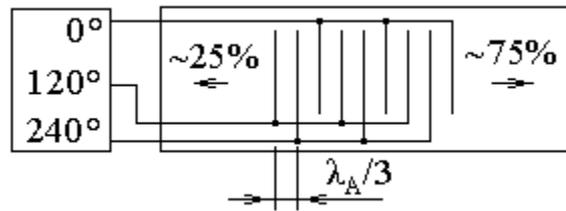


Рисунок 15.6 – Схема трехфазного преобразователя ПАВ

Повышенными шириной полосы пропускания, направленностью и эффективностью преобразования характеризуются **преобразователи бегущей волны**. Каждый электрод такого преобразователя подключен к отдельному отводу электрической линии задержки (ЭЛЗ), причем время задержки между отводами ЭЛЗ равно времени прохождения ПАВ расстояния между соответствующими электродами преобразователя.

Преобразователь бегущей волны обеспечивает излучение ПАВ в направлении увеличения задержки ЭЛЗ и прием волны с этого же направления. Эффективность преобразования пропорциональна числу электродов. По полосе пропускания он близок преобразователю с одной парой электродов, поскольку в нем компенсируются и относительный фазовый набег, и общее время запаздывания ПАВ.

Основной недостаток преобразователя бегущей волны обусловлен существенным различием размеров ЭЛЗ и электродной структуры преобразователя. Различие это ограничивает число электродов и максимальную частоту преобразователя.

Своеобразной разновидностью преобразователя бегущей волны, свободной от указанного недостатка, является **спиральный преобразователь** (см. рис. 15.7). Его единственный проводящий электрод выполнен на рабочей поверхности звукопровода в виде прямоугольной спирали. В режиме излучения ПАВ к внутреннему концу спирали

подключается генератор, а к внешнему - согласованная нагрузка. Варьированием пространственного шага витков спирали h и задержки сигнала в пределах витка можно обеспечить любое фазовое и временное распределение выборок. Предельная частота при излучении ПАВ на основной гармонике $f_{пр} = V_A/h$.

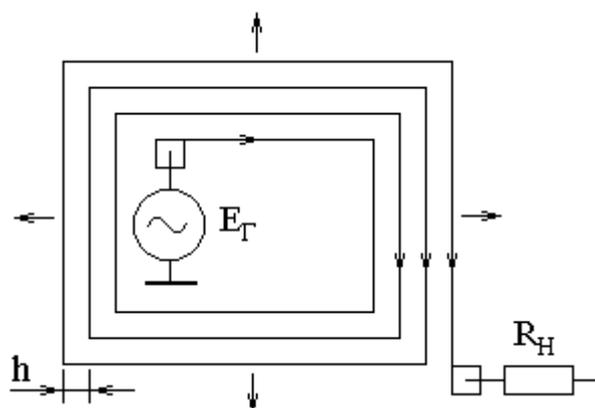


Рисунок 15.7 – Схема спирального преобразователя ПАВ

Спиральный преобразователь излучает ПАВ по четырём направлениям, перпендикулярным четырём сторонам спирали. На его основе может быть реализован идеальный разветвитель сигнала на четыре независимых пространственных канала.

15.1.3 Звукопроводы

Звукопроводы устройств на ПАВ изготавливаются из пьезоэлектрических материалов (см. таблицу 15.1). Пьезоэлектрические свойства материалов однозначно связаны с относительным снижением скорости ПАВ $\Delta V_A/V_A$ при ее переходе со свободной на покрытую проводящим металлическим слоем (закороченную) поверхность. Значения $\Delta V_A/V_A$ используются для характеристики эффективности взаимодействия ПАВ с электродной структурой преобразователя, в качестве меры выступает коэффициент электромеханической связи

$$K_m^2 = -2 \Delta V_A/V_A.$$

K_m^2 зависит как от природы материала звукопровода, так и от направления распространения ПАВ (кристаллографической ориентации звукопровода).

Таблица 15.1 – Основные параметры пьезоэлектрических материалов

Материал	Скорость ПАВ V_A , км/с	Коэффициент электромеханической связи, K_m^2	Температурный коэффициент задержки, $\alpha_T \cdot 10^6$, °C ⁻¹
Пьезокварц	3,15 — 3,2	0,0012 — 0,0024	- (3 ÷ 38)
Ниобат лития	3,48 — 4,0	0,0052 — 0,0554	77 — 96
Германат висмута	1,62—1,7	0,007 — 0,0164	- (115 ÷ 140)
Силикат висмута	1,7	0,018	118
Танталат лития	3,22 — 3,31	0,0069 — 0,0093	36 — 67
Пьезокерамика системы ЦТС	2,21	0,043	—
Окись цинка	2,7	0,01	40

Для компенсации статической емкости C_{Π} преобразователя последовательно с ним включают согласующую индуктивность L_C . В результате получаются два частотно-селективных элемента (контура): акустический - собственно преобразователь и электрический - согласующий контур $L_C - C_{\Pi}$.

На фиксированной частоте добротность электрического контура

$$Q_{\text{Э}} = \pi / (8 K_m^2 N),$$

где K_m - коэффициент электромеханической связи звукопровода; N - число электродов преобразователя. Уменьшение $Q_{\text{Э}}$ с ростом K_m обусловлено увеличением емкости преобразователя C_{Π} .

Акустическая добротность обратно пропорциональна относительной полосе пропускания преобразователя:

$$Q_A = f_0 / \Delta f \approx 2 N,$$

где $\Delta f = 1/T \approx f_0 / (2 N)$.

Оптимальному электроакустическому согласованию отвечает равенство полос пропускания преобразователя и согласующей цепи: $Q_A = Q_{\Sigma}$. Отвечающее этому равенству значение N называется оптимальным числом электродов для данного пьезоэлектрического материала.

Температура окружающей среды влияет практически на все электрические параметры ПАВ - устройств: центральную (рабочую) частоту, полосу пропускания, задержку сигнала. При изменении температуры изменяются и размеры звукопровода, и скорость распространения ПАВ. Изменение расстояния между преобразователями в результате теплового расширения звукопровода приводит к увеличению задержки с ростом температуры. Изменение же задержки из-за теплового ухода скорости ПАВ может менять знак в зависимости от материала звукопровода и его кристаллографической ориентации. Температурный коэффициент задержки α_T учитывает суммарное влияние этих факторов и характеризует относительное изменение задержки на 1°C .

При разработке конкретных ПАВ - устройств бывают заданы как диапазон изменения температуры окружающей среды, так и допустимый разброс задержки сигнала. Если среди удовлетворяющих по всем прочим соображениям материалов не удастся выбрать материал с достаточной термостабильностью, прибегают к термостатированию ПАВ - устройств.

Для изготовления звукопроводов применяют также материалы, не обладающие пьезоэлектрическими свойствами. В этом случае для возбуждения ПАВ в зоне электродного преобразователя обычно наносят тонкую пьезоэлектрическую пленку. Такие преобразователи называют пленочными. Использование пленочных преобразователей значительно расширяет функциональные возможности ПАВ - устройств.

15.1.4 Элементы управления

Многополосковый ответвитель (МПО, см. рис. 15.8) представляет собой систему идентичных проводящих электродов (2).

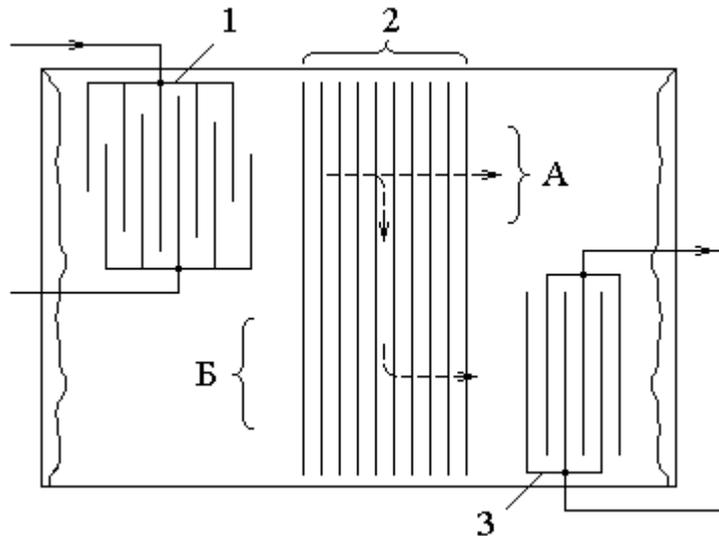


Рисунок 15.8 – Многополосковый ответвитель

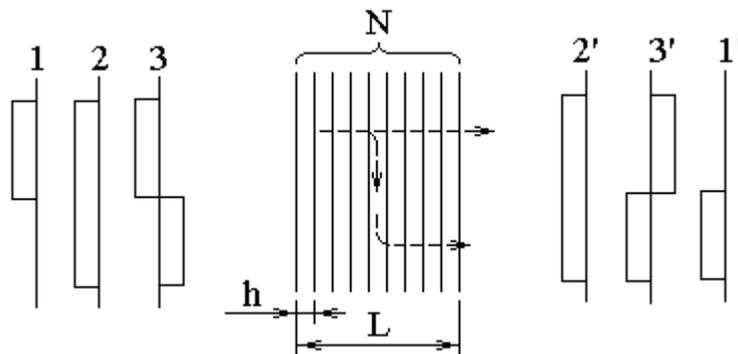


Рисунок 15.9 – Взаимодействие волны с системой электродов МПО

Представим (см. рис. 15.9) волну 1, излученную входным преобразователем, расположенным в канале А, в виде суперпозиции двух волн 2 и 3, распространяющихся в обоих каналах (А и Б). Одна из них (2) имеет симметричное, а другая (3) - асимметричное фазовое распределение. При прохождении через систему проводящих электродов волна с симметричным фазовым распределением не вызывает в них перераспределения зарядов (2'); при взаимодействии волны с асимметричным фазовым распределением (3) с системой электродов в

последней возникает перераспределение зарядов (3'), приводящее к изменению скорости ПАВ.

Таким образом, при определенной длине L системы электродов относительные фазовые соотношения волн изменятся на противоположные, что эквивалентно полной «перекачке» волны 1 из верхнего в нижний (1') канал. Число электродов N , необходимое для полной перекачки волны:

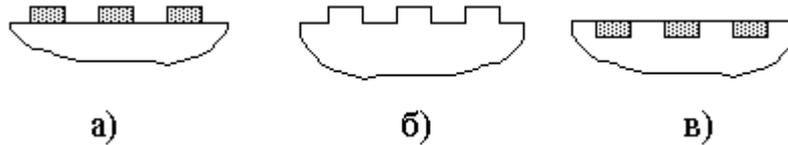
$$N = \lambda_A / (K_m^2 h),$$

где h - пространственный шаг электродов МПО.

Наряду с переизлучением ПАВ из одного канала в другой, МПО позволяет осуществлять акустическую связь между двумя акустически разобщенными звукопроводами только за счет гальванической связи между его элементами, расположенными на обоих звукопроводах. Изменяя число электродов МПО, можно перераспределять энергию волны, излученной входным преобразователем, между двумя выходными преобразователями (в соответствующих им пространственных каналах).

Отражатели (см. рис. 15.10) представляют собой решетки периодических неоднородностей на пути распространения ПАВ. Это могут быть топографические структуры – пазы или выступы на поверхности звукопровода, металлические или диэлектрические полоски, комбинации таких структур. Отражение максимально на частоте акустического синхронизма, когда $\lambda_A = 2h$.

Процесс отражения обусловлен периодическими локальными изменениями условий распространения волны, соответствующими границам элементов отражателя. Эффект отражения тем больше, чем больше



количество элементов в решетке и выше коэффициент электромеханической связи.

Рисунок 15.10 – Отражательные системы в виде полосок (а), топографических (б) и диффузионных (в) неоднородностей

Акустические волноводы (см. рис. 15.11) локализуют энергию ПАВ в пределах своей апертуры. В топографическом волноводе локализация (канализирование) волны обусловлена уменьшением удерживающих сил, действующих на материал звукопровода, в зоне собственно волновода. Форма их сечения чаще всего треугольная (клиновидная, а) или прямоугольная (б). Высокая локализация волны вдоль топографических неоднородностей позволяет осуществлять изгибы волновода (для изменения направления распространения волны) с очень малым радиусом кривизны - $10 \lambda_A$.

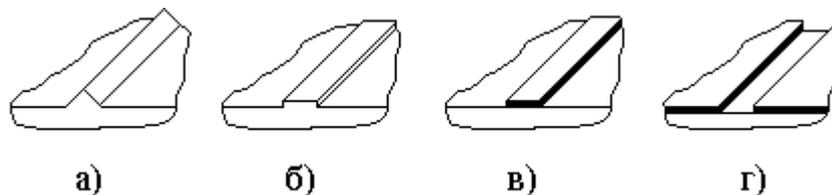


Рисунок 15.11 – Акустические волноводы

Плоские слоистые (полосковые) волноводы (в) образованы нанесением на поверхность звукопровода вещества, скорость ПАВ в

котором отлична от ее скорости в звукопроводе. Степень локализации волны зависит от соотношения скорости ПАВ в звукопроводе и слое вещества. По сравнению с топографическими локализации волны в слоистых волноводах ниже, но для ряда применений эти волноводы предпочтительнее ввиду более высокой технологичности изготовления. Разновидность слоистого волновода - щелевой волновод (Γ), образованный щелью в материале, покрывающей поверхности звукопровода. Обоим волноводам присуща зависимость скорости ПАВ от частоты; по степени локализации волны они практически идентичны.

Топология волновода может быть прямолинейной или произвольной, выбранной из расчета получения требуемой задержки сигнала.

15.2 Устройства для обработки сигналов

15.2.1 Линии задержки

Линии задержки (ЛЗ) на ПАВ бывают трех типов [18, 19]:

- 1) с однократной задержкой сигнала;
- 2) многоотводные;
- 3) дисперсионные.

На выходе однонаправленной ЛЗ (см. рис. 15.1) в общем случае могут присутствовать три сигнала (рис. 15.12):

- 1) основной задержанный на заданное время τ акустический сигнал 1;
- 2) ложный сигнал 2, обусловленный непосредственными R-, C-, L-связями выходного и входного преобразователей;
- 3) ложный сигнал 3, обусловленный двойным отражением ПАВ от преобразователей и ее регенерацией выходным преобразователем, - трехзаходный акустический сигнал.

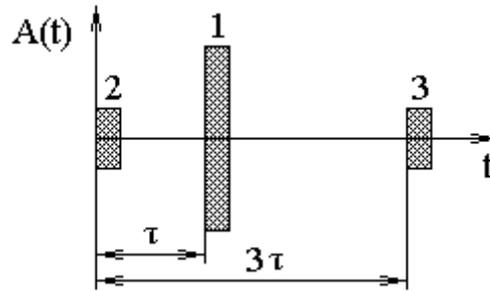


Рисунок 15.12 – Временная диаграмма сигналов

С целью ослабления ложных сигналов применяются экранирование, фазовая компенсация и др. меры. Для повышения времени задержки (до единиц миллисекунд) используются сложные траектории распространения ПАВ (ЛЗ цилиндрические, дисковые и др. [18]). В многоотводных ЛЗ (с многократной задержкой сигнала) ПАВ в процессе распространения по звукопроводу от входного преобразователя последовательно взаимодействует с несколькими приемными преобразователями.

Время задержки дисперсионных ЛЗ зависит от частоты сигнала. В них используются неэквидистантные (с переменным шагом h) встречно-штыревые преобразователи. Каждая пара электродов таких преобразователей настроена на свою собственную частоту $f = V_A / (2h)$.

Обычно реализуется линейная дисперсионная частотная характеристика (ДЧХ) и квадратичная фазовая частотная характеристика ЛЗ. Диапазон частот определяется соотношениями

$$\Delta f = f_{\max} - f_{\min} = f_0 / N ,$$

где f_0 - средняя частота; N - число штырей входного преобразователя.

В несимметричных ЛЗ (см. рис. 15.13) выходной преобразователь (2) изготавливается широкополосным. Его шаг решетки

$$h_2 = (h_{\max} + h_{\min}) / 2 ,$$

число электродов N_2 выбирается из условия

$$\Delta f_2 = f_0 / N_2 \gg \Delta f,$$

что обуславливает высокие вносимые потери.

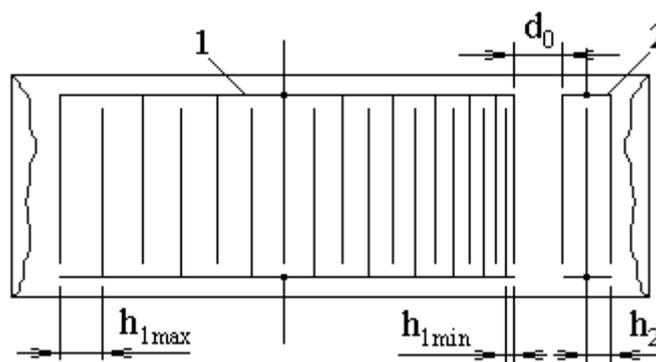


Рисунок 15.13 – Несимметричная дисперсионная ЛЗ

С энергетической точки зрения предпочтительнее ЛЗ симметричной структуры. В этом случае парциальные дисперсионные характеристики входного и выходного неэквидистантных преобразователей имеют полную девиацию (отклонение) $\Delta f = f_{\max} - f_{\min}$ и половинную задержку по отношению к результирующей дисперсионной характеристике [18].

15.2.2 Резонаторы

В акустических резонаторах в качестве отражателей ПАВ используют решетки из параллельных металлических электродов или др. неоднородностей (см. раздел 15.1.4). Ширина резонаторной полости должна быть кратна половине длины волны.

Современные методы литографии позволяют изготавливать решетчатые отражатели с субмикронными размерами элементов. В результате верхняя граница частотного диапазона ПАВ-резонаторов значительно (на порядок) превышает предельную частоту объемных кристаллических резонаторов. Кроме того, ПАВ-резонаторы отличаются простотой технологии изготовления звуководов, не зависящей от резонансной частоты. Частотный диапазон ПАВ-резонаторов – $(10^1 \div 10^3)$ МГц.

Для связи с внешними цепями резонаторы могут содержать один или два преобразователя в резонаторной полости (см. рис. 15.14). В первом случае резонатор называется одноходовым, во втором - двухходовым.

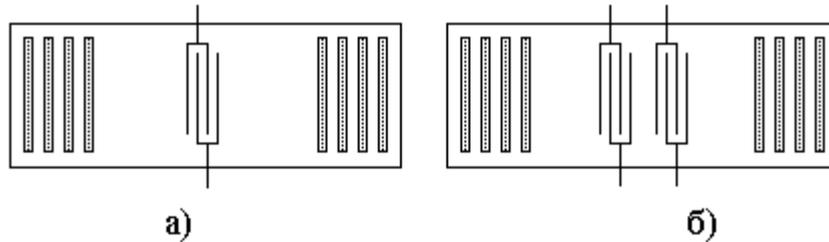


Рисунок 15.14 – Одно- (а) и двухходовый (б) ПАВ-резонаторы

Двухходовый ПАВ-резонатор может использоваться как сверхузкополосный фильтр с малыми потерями (порядка 5 - 7 дБ). Для ослабления прямой электромагнитной связи между входом и выходом фильтра между преобразователями устанавливаются экраны (интегральные или внешние).

Высокого подавления боковых лепестков АЧХ добиваются каскадным соединением резонаторов. Увеличивая вносимые потери на 6 - 8 дБ, можно подавить боковые лепестки на 40 дБ.

Добротность ПАВ-резонаторов составляет $10^3 - 10^4$, что существенно (на несколько порядков) ниже, чем добротность объемных кристаллических резонаторов.

15.2.3 Фильтры

Полоса пропускания простейшего однопроходного ПАВ - фильтра определяется свойствами преобразователей (см. раздел 3). Структура такого фильтра вполне аналогична структуре ЛЗ (см. рис. 15.1). Входной преобразователь содержит большое число пар электродов с одинаковым перекрытием, что предопределяет прямоугольную форму импульсного отклика и огибающую АЧХ с высоким уровнем боковых лепестков и сравнительно низкой прямоугольностью. Выходной преобразователь -

широкополосный – образован малым числом электродов с тем, чтобы существенно не исказить АЧХ входного преобразователя.

Для получения АЧХ заданной формы (прямоугольной, гауссовой или др.) необходимо обеспечить соответствующую модуляцию импульсного отклика, что достигается так называемой аподизацией преобразователей. Известны различные методы аподизации. Наиболее употребительными являются методы внешнего и непосредственного взвешивания.

Метод внешнего взвешивания основан на модуляции интенсивности (плотности) акустического потока. Уровень энергетической связи между парами противофазных электродов устанавливается с помощью шунтов (R или C). Шунты подбираются таким образом, чтобы разности потенциалов на противофазных электродах $U_i(t)$ соответствовали заданным значениям $A_i(t)$ импульсного отклика (см. рис. 15.15).

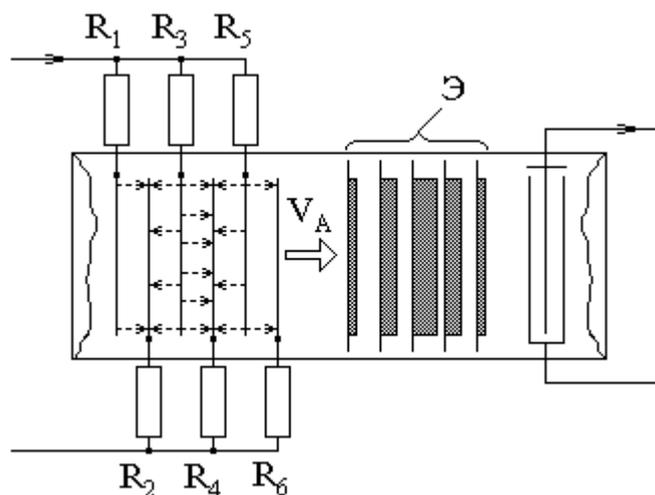


Рисунок 15.15 – Аподизация входного преобразователя методом внешнего взвешивания: R_{1-6} - шунты; \mathcal{E} – эюры интенсивности ПАВ

При внешнем взвешивании выходной преобразователь может иметь произвольную апертуру, т. к. выходной сигнал в любом случае будет соответствовать импульсному отклику входного преобразователя. Искажения может вносить лишь ограниченность полосы пропускания выходного преобразователя. Это важное обстоятельство позволяет совмещать в одном

акустическом потоке два аподизированных преобразователя (входной и выходной), что значительно увеличивает подавление сигнала вне полосы пропускания.

Модуляция импульсного отклика методом непосредственного взвешивания происходит за счет изменения перекрытия пар противофазных штырей преобразователя $W_i(i)$ (апертурная модуляция, см. рис. 15.16). Апертура выходного преобразователя должна быть при этом, во избежание искажений, не меньше максимальной апертуры входного преобразователя ($W_2 \geq W_{1max}$).

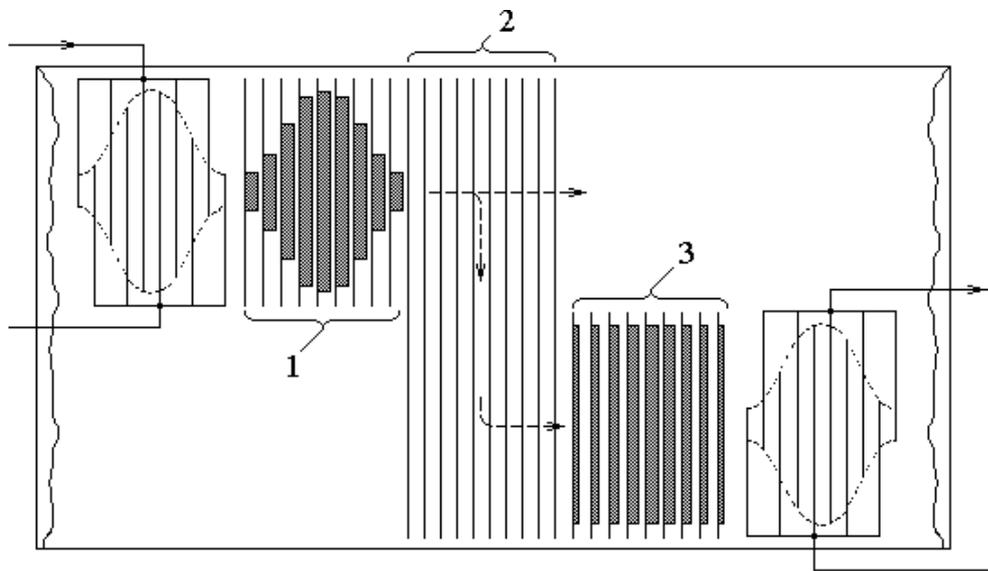


Рисунок 15.16 – Фильтр с двумя аподизированными преобразователями

В этом случае нельзя совмещать в одном акустическом потоке два аподизированных преобразователя, - результирующая АЧХ не будет равна произведению парциальных АЧХ. Для устранения этого недостатка акустический поток от входного преобразователя перекачивают в канал выходного преобразователя с помощью многополоскового ответвителя (рис. 15.9). Многополосковый ответвитель (2), в результате переизлучения волн из верхнего канала в нижний, фактически преобразует апертурную модуляцию

ПАВ (эпюры 1) в модуляцию интенсивности (эпюры 3), что позволяет принимать сигнал аподизированным выходным преобразователем

Рассмотренный фильтр эквивалентен двухзвенному полосовому фильтру. К его достоинствам можно отнести простоту реализации, уменьшенное прохождение объёмных волн, высокое подавление сигнала в полосе задерживания, а к недостаткам - увеличенные габаритные размеры звукопровода.

ЛИТЕРАТУРА

1. Березин А.С., Мочалкина О.Р. Технология и конструирование интегральных микросхем. - М.: Радио и связь, 1992. - 320 с.
2. Черняев В.Н. Технология производства интегральных микросхем и микропроцессоров. - М.: Радио и связь, 1987. - 464 с.
3. Романовский М.Н. Технологические процессы микроэлектроники. – Томск: ТУСУР, 2002. – 190 с.
4. Бубенников А.Н. Моделирование интегральных микротехнологий, приборов и схем. – М.: Высш. шк., 1989. – 320 с.
5. Технология СБИС: В 2-х кн. / Под ред. С. Зи. – М.: Мир, 1986. Кн. 1, 2 – 857 с.
6. Зи С. Физика полупроводниковых приборов: В 2-х книгах. - М.: Мир, 1984. Кн. 1, 2 - 912 с.
7. Конструирование и технология микросхем / Под ред. Л.А.Коледова, - М.: Высшая школа, 1984. – 231 с.
8. NanoTechnologies.htm
9. Фонарев А.А. Автоматизированное проектирование СБИС на базовых матричных кристаллах. – М.: Высш. шк., 1995. – 231 с.
10. Вендик О.Г. Курс «Микроэлектроника» для бакалавров. - <http://www.1024.ru>.
11. Кравченко А.Ф. Физические основы функциональной электроники: Учебное пособие. – Новосибирск: Изд-во Новосиб. ун-та, 2000. – 444 с.

12. Нанотехнологии в электронике /Под ред. Ю.А. Чаплыгина. – М.: Техносфера, 2005. – 448 с.
13. Шур М. Современные приборы на основе арсенида галлия. - М.: Мир, 1991. - 632 с.
14. Драгунов В.П., Неизвестный И.Г., Гридчин В.А. Основы нанoeлектроники: Учеб. пособие. – Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2004. - 496 с.
15. Романовский М.Н., Нефедцев Е.В. Проектирование интегральных схем на арсениде галлия: Руководство к практическим занятиям по дисциплине Интегральные устройства радиоэлектроники. - Томск: Изд-во ТУСУР, 2007. - 77 с.
16. Пихтин А.Н. Оптическая и квантовая электроника. – М.: Высш. шк., 2001. – 573 с.
17. Викторов И.А. Звуковые поверхностные волны в твердых телах - М.: Наука, 1981. - 288 с.
18. Речицкий В.И. Радиокomпоненты на поверхностных акустических волнах - М.: Радио и связь, 1984. - 112 с.
19. Речицкий В.И. Акустоэлектронные радиокomпоненты - М.: Радио и связь, 1987. - 192 с.
20. Кравченко А.Ф. Физические основы функциональной электроники: Учеб. пособие для вузов. - Новосибирск: Новосибирский Университет, 2000. - 442 с.

21. Каринский С.С. Устройства обработки сигналов на ультразвуковых поверхностных волнах. - М.: Сов. радио, 1975. - 176 с.

